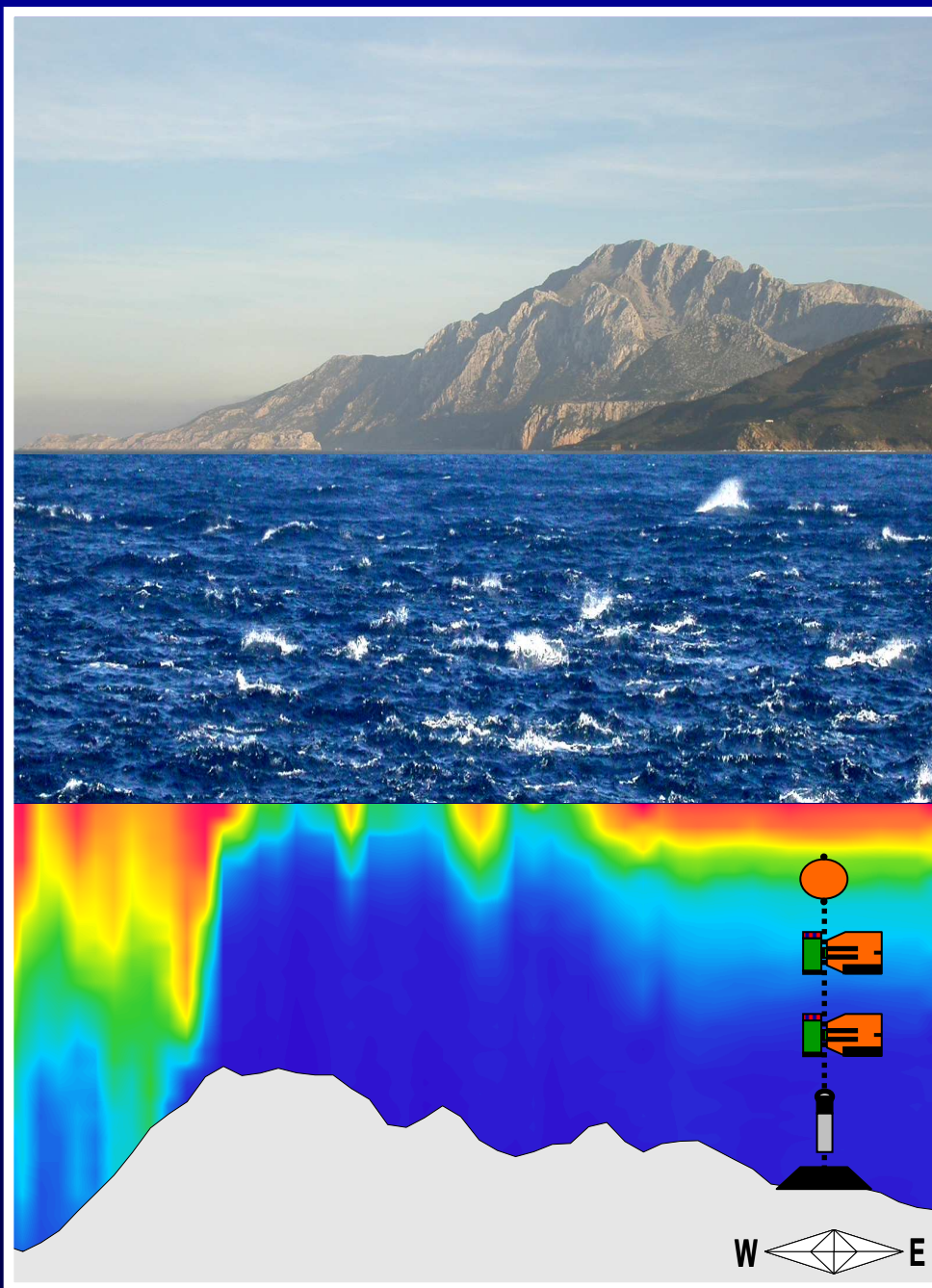


Tesis Doctoral



ONDAS INTERNAS EN EL ESTRECHO DE GIBRALTAR Y PROCESOS DE MEZCLA INDUCIDOS



Águeda Vázquez López-Escobar
Cádiz, 2006



TESIS DOCTORAL

**Ondas internas en el
Estrecho de Gibraltar y
procesos de mezcla inducidos**

**Águeda Vázquez López-Escobar
Cádiz, 2006**



Ondas internas en el Estrecho de Gibraltar y procesos de mezcla inducidos

Memoria presentada por Dña. Águeda Vázquez López-Escobar para optar al Grado de Doctora por la Universidad de Cádiz.

Fdo. Dña. Águeda Vázquez López-Escobar

Los directores:

Fdo. Dr. D. Miguel Bruno Mejías

Fdo. Dr. D. Alfredo Izquierdo González

Profesor Titular del Departamento de
Física Aplicada de la Universidad de Cádiz

Investigador del Departamento de
Física Aplicada de la Universidad de Cádiz



D. MIGUEL BRUNO MEJÍAS, Profesor Titular del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Cádiz, y D. ALFREDO IZQUIERDO GONZÁLEZ, Investigador del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Cádiz,

HACEN CONSTAR:

Que el trabajo recogido en la presente Memoria de Tesis Doctoral, titulada “Ondas internas en el Estrecho de Gibraltar y procesos de mezcla inducidos”, presentada por la Licenciada en Ciencias del Mar Dña. Águeda Vázquez López-Escobar ha sido realizado bajo nuestra dirección. Considerando que resume su trabajo de Tesis Doctoral y que reúne todos los requisitos legales, autorizamos su presentación y defensa para optar al grado de Doctora por la Universidad de Cádiz.

Para que así conste a los efectos oportunos firmamos la presente en Puerto Real, a 3 de octubre de 2006.

Fdo. Dr. D. Miguel Bruno Mejías

Fdo. Dr. D. Alfredo Izquierdo González

La presente Tesis ha sido realizada gracias a la concesión de una Beca de Formación de Personal Investigador del Ministerio de Educación y Ciencia (MEC) en el marco del proyecto REN2001-2733-02-01“Ondas internas en el Estrecho de Gibraltar: procesos de mezcla inducidos”. El trabajo se ha llevado a cabo dentro del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Cádiz y parcialmente, gracias a las ayudas para la realización de estancias breves concedidas por el MEC, en Naval Research Laboratory de Stennis Space Center (NASA) en Mississippi (EEUU) bajo la supervisión del Dr. Gallacher y en School of Earth, Ocean and Environmental Science de la Universidad de Plymouth (Reino Unido) bajo la supervisión de la Dra. Stashchuk y el Dr. Vlasenko.

Agradecimientos

Parece mentira, pero aquí estoy, sentada delante del ordenador mi último día antes de poner punto y final a este trabajo de Tesis con el que, de alguna manera, también cierro una etapa de mi vida. Una etapa que no se hubiera podido cerrar sin el respaldo y el esfuerzo de innumerables personas e instituciones y a las que quiero expresar mi más sincero agradecimiento.

En primer lugar, quiero agradecer profundamente a mis directores de Tesis, Mike y Alfredo, el incalculable esfuerzo que han dedicado a formarme científica y humanamente. Vosotros habéis estado cerca de mí durante toda esta etapa, ayudándome y enseñándome con vuestro conocimiento, esfuerzo, responsabilidad, compromiso, paciencia, comprensión y cariño. No tengo suficientes palabras para poder expresar todo lo que vuestra ayuda ha significado para mí durante todo este tiempo.

También quiero agradecer a Vasiliy, Natasha y Pat su inestimable ayuda en mis primeros pasos del aprendizaje de modelos numéricos orientados a la simulación de procesos ondulatorios internos y por su cálida acogida durante mis estancias en Plymouth y Mississippi.

Una parte muy importante de esta Tesis se ha logrado llevar a cabo gracias a la colaboración del equipo institucional y humano del Instituto Hidrográfico de la Marina, ofreciendo su gran disponibilidad a la hora de aportar barcos e instrumentos. Las medidas tomadas a bordo de los buques B.C. Malaspina y B.C. Tofiño durante las campañas piloto han supuesto un pilar fundamental en el conocimiento de los procesos analizados. Quisiera agradecer particularmente a la tripulación de dichos buques su profesionalidad y disposición a la hora de desempeñar su trabajo durante las campañas oceanográficas. Os agradezco enormemente la amabilidad con la que continuamente nos habéis acogido en vuestra “casa”.

Asimismo, quisiera agradecer a la dotación del B.O. Mytilus y B.I.O. Hespérides y a los técnicos de la UTM su colaboración para el correcto desarrollo de la campaña principal.

Agradecer a la Sociedad Española para la Comunicación fija a través del Estrecho de Gibraltar (SECEG) el profundo interés mostrado desde sus comienzos en el proyecto en el que se enmarca la presente Tesis Doctoral.

Esta Tesis tampoco hubiera culminado sin la imprescindible colaboración de nuestros compañeros del subproyecto de Ecología y amigos: Fidel, Carlos y Diego. Juntos hemos compartido momentos inolvidables durante las campañas, interesantes discusiones científicas e innumerables reuniones de trabajo. La ayuda personal y profesional de Diego ha sido especialmente importante en el desarrollo de este trabajo.

Mil gracias también a Julio Candela por compartir los datos pertenecientes a la campaña estrecho 94-96 y a Jesús García-Lafuente por compartir los datos de la campaña realizada en mayo de 2003. Estos datos nos han permitido llegar a conocer buena parte del fenómeno de las ondas internas del Estrecho.

A Antonio Ruiz Cañavate y Robert Mason gracias por promover la posibilidad de establecer relaciones profesionales con Naval Research Laboratory de Stennis Space Center (NASA) y brindarme la gran oportunidad de realizar dos estancias breves allí.

A todos vosotros, compañeros del Departamento de Física Aplicada, tengo mucho que agradecer. Para comenzar, quisiera agradecer a todos los que en su día, durante la carrera, fuisteis mis profesores (Antonio Ruiz Cañavate, Alazne, Beatriz, Manolo Catalán, Begoña, Juan José Muñoz, Pilar Villares, José Juan, Luis Tejedor, Mike, Rafa, Alfredo y Oscar) vuestras clases despertaron en mí el interés por la Oceanografía Física, interés que me condujo a colaborar en el Departamento y a estar hoy aquí escribiendo estas líneas. Además, quiero agradecer a todo el Departamento (profesores de Ciencias del Mar, Julio, Manolo Oliva, Nacho, Manolo Piñeiro, Melquiades, Rufino, Pepa y compañeros de camino) vuestra amabilidad y buen humor gracias a los cuales me hacéis sentir cada día como en casa. Quiero agradecer especialmente a Julio y Oscar el cariño mostrado desde mi primer día en el Departamento y a Juan Rico, que también fue mi profesor, quiero agradecer su amena compañía durante las campañas. He disfrutado muchísimo observando la paciencia y mimo con la que reparaba los aparatos.

Una de las fuentes de apoyo más importante dentro del Departamento se debe a mis compañeros de camino (Juan Vidal, Patricia, Manolo Barrera, Paco, M^a José, Imane, Jamal, David, Emma,...) compañeros que como yo, han realizado, están realizando o comenzarán pronto a realizar su Tesis y me han ayudado con su experiencia, su complicidad y sus palabras de apoyo, comprensión y ánimo. Tenéis especial mérito mis compañeros de despacho (Jesús, Jeanette, Manolo y Camilo), en especial este último año, lleno de altibajos emocionales, nervios, cansancio y monotemáticas conversaciones... a vosotros, gracias (y enhorabuena, por que no es fácil) por aguantarme cada día.

En el extranjero, lejos de mi gente he contado con el apoyo de amigos que han constituido mi familia americana: Bridget, Cristophe, André, Laurent, Steve, Luis Zamudio y Gabriela, y mi familia inglesa: Asha, Nigel, Stephen, Adrián, Chemita-pablo, Nadine, Ena, Cesar, Anna, Sharief, Rachel, Victor, Raquel y Miriam. Gracias a todos vosotros por hacerme las estancias más llevaderas con vuestra compañía, vuestras fiestas y vuestro cariño. Estoy especialmente agradecida a Bridget, Cristophe, Laurent y Luis Zamudio por su excepcional apoyo aquella vez, nunca tendré las suficientes palabras de agradecimiento para vosotros.

¡Y cómo no! ¿Qué habría sido de mí estos años sin la compañía de los buenos amigos? Los que me escuchan, se interesan por mí, me sacan de juerga, me sacan a bailar, me llevan de compras, de tapitas, de paella, me retan al parchís, comparten la alegrías y las penas, se ríen de mí y conmigo ... A Pil, Mikita, Johnito, Raulillo, Susi, Selu, Juan, Carmen, Álvaro, Abraham, Yiyi, Mila, Marta, Curro, Alberto, M^a José, Dulce, Nacho, Nuno, Andrés 1 y 2, Tere, el piloto, Choni, Germán, Ana, Ibañez, Trufas, Raquel, Pelusa, Beica, Eve, David, Maribel, Fosi, Miguelito....¡Gracias por los buenos ratos que hemos pasado juntos!

Gracias también a mi familia Almansaña (Reme, Gabi, Eva, Vicente, Gloria, Cecilio, el Yayo, la Yaya, Julián y Angelita) por acogerme desde el primer día como una más de la familia con su cálida hospitalidad, cariño y generosidad.

A Javi, por su alegre y entretenida compañía y a Miguelón por superar con sobresaliente la prueba de hermano adoptivo.

Aí, Sol de Cad...a día, Gabi. Por iluminarme en los momentos más difíciles, escuchándome, comprendiéndome, y ayudándome con sus consejos y por evitar que se ensombrezcan los momentos más felices, celebrando y compartiendo conmigo cada pequeño triunfo.

A Geni, Lola y mi abuela, tres grandes mujeres: luchadoras, trabajadoras, comprensivas, cariñosas y grandes consejeras que nunca fallan, a las que quiero y admiro.

*A mis hermanos, Belén y Curro, sin duda, el mejor regalo que pudieron darme mis padres.
¡¡PACAAAAA...!! ¡¡REMÁNNOOOO...!!*

A mi madre y a mi padre, gracias por tantos años de incesante esfuerzo para proporcionarme educación y felicidad. Gracias por vuestro apoyo, cariño, amor y comprensión a lo largo de todo este periodo de Tesis (y en todas las grandes o pequeñas decisiones que he tomado a lo largo de mi vida). Os quiero.

A todos vosotros, ¡GRACIAS!

A mis padres y a mis hermanos

Índice

Prólogo	13
Objetivos de la Tesis Doctoral	16
Estructura de la Tesis Doctoral	17
Capítulo 1:	
Descripción de la zona de estudio y antecedentes sobre las ondas internas del estrecho de Gibraltar	
1.1. UBICACIÓN Y MORFOLOGÍA DEL ESTRECHO DE GIBRALTAR	21
1.2. OCEANOGRAFÍA GENERAL DEL ESTRECHO DE GIBRALTAR	24
1.2.1. Distribución de masas de agua e interfaz Atlántica-Mediterránea	24
1.2.2. Estructura de flujos	25
1.3. ONDAS INTERNAS EN EL ESTRECHO DE GIBRALTAR	29
1.3.1. Marea interna lineal	30
1.3.2. Marea interna no lineal: ondas internas de corto periodo y gran amplitud	31
Capítulo 2:	
Descripción de las observaciones de variables relacionadas con las ondas internas en el estrecho de Gibraltar	
2.1. DATOS HISTÓRICOS	38
2.1.1. Experimento “Strait 94-96”	38
2.2. DATOS DE NUEVA ADQUISICIÓN	38
2.2.1. Campañas piloto	38
2.2.2. Campaña principal	42
2.3. DATOS COMPLEMENTARIOS	42
2.3.1. Predicción de corrientes de marea en el umbral de Camarinal	42
2.3.2. Imágenes SAR	43
2.4. DESCRIPCIÓN DE LAS PRINCIPALES MEDIDAS ANALIZADAS	44
Capítulo 3:	
Análisis de las observaciones de variables relacionadas con las ondas internas en el estrecho de Gibraltar	
3.1. DESCRIPCIÓN ESPACIAL DE LAS ONDAS INTERNAS	52
3.1.1. Descripción de ondas internas a través de imágenes SAR	52
3.1.2. Campo de temperatura asociado a las ondas internas	55
3.1.3. Perturbación del campo de velocidad asociada a las ondas internas	64
3.2. ANÁLISIS TEMPORAL DE LOS PROCESOS DE GENERACIÓN Y PROPAGACIÓN DE LAS ONDAS INTERNAS	74
3.2.1. Identificación de la señal de las ondas internas en el punto de fondeo del umbral	74
3.2.2. Análisis de la señal de las ondas internas en los registros históricos obtenidos durante el experimento Strait 94-96	77
3.2.3. Paso de ondas internas a través de los fondeos de Tarifa y Boca Este	90

Capítulo 4:

Descripción de ondas internas en el estrecho de Gibraltar mediante un modelo numérico de alta resolución, no lineal y no hidrostático

4.1. FORMULACIÓN MATEMÁTICA DE MAREA BAROCLINA NO-LINEAL	99
4.2. APROXIMACIÓN POR DIFERENCIAS FINITAS	106
4.2.1. Dominio y malla del modelo	106
4.2.2. Discretización de las ecuaciones	108
4.2.3. Especificación de las condiciones iniciales y de contorno	113
4.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN	115
4.3.1. Experimentos realizados	115
4.3.2. Experimento de referencia	117
4.3.2.1. Descripción del campo de densidad	118
4.3.2.2. Descripción del campo de velocidad	124
4.3.3. Influencia de la intensidad del flujo barotrópico	130
4.3.4. Influencia de la anchura del canal	133
4.3.5. Influencia de la batimetría	136

Capítulo 5:

Evidence of multimodal structure of the baroclinic tide in the Strait of Gibraltar

5.1. INTRODUCTION	141
5.2. EXPERIMENTAL DATA	143
5.3. NUMERICAL MODELING	145
5.4. EOF ANALYSIS	148
5.5. DISCUSSION AND SUMMARY	150

Capítulo 6:

Interpretación analítica de los mecanismos de generación de ondas internas en el umbral Principal del estrecho de Gibraltar

6.1. MECANISMOS DE GENERACIÓN DE ONDAS INTERNAS	157
6.2. DESCRIPCIÓN DE LOS PRINCIPALES TIPOS DE MAREA BAROCLINA NO-LINEAL	162
6.3. IDENTIFICACIÓN DE LA INTERFAZ Y AJUSTE SIGMOIDAL	165
6.4. CELERIDAD DE LAS ONDAS INTERNAS	168
6.4.1. Ecuaciones hidrodinámicas no lineales en un fluido estratificado.	168
6.4.2. Cálculos de celeridad bajo la aproximación de orden cero: Solución lineal.	171
6.4.3. Cálculos de celeridad en el caso de la solución no-lineal: Solución de primer orden.	172
6.5. RESULTADOS Y DISCUSIÓN	176
6.5.1. Análisis comparativo de los cálculos de celeridad de las ondas internas en el Estrecho de Gibraltar basados en las aproximaciones lineal y no-lineal de primer orden.	177
6.5.2. Análisis de datos procedentes de simulaciones numéricas	181
6.5.2.1. Descripción de los datos analizados	181
6.5.2.2. Estimaciones de celeridad para una estratificación media a lo largo del Estrecho	182
6.5.2.3. Números de Froude para una estratificación media a lo largo del Estrecho	184
6.5.2.4. Números de Froude instantáneos en posiciones concretas	185
	190

6.5.2.5. Análisis de las condiciones de generación y liberación a partir de las simulaciones numéricas	
6.5.3. Análisis de los datos de campo	191
6.5.3.1. Descripción de los datos analizados	191
6.5.3.2. Estimaciones de números de Froude y análisis de las condiciones hidráulicas a lo largo de los procesos de generación y liberación de las ondas internas	192
6.5.3.3. Análisis de las condiciones de generación y liberación a partir de registros de perfiles de velocidad sobre el umbral de Camarinal	194
6.5.3.4. Modificación de las condiciones hidráulicas por el efecto de los flujos de baja frecuencia	195
6.5.4. Estimaciones de celeridad para una estratificación media a lo largo del estrecho mediante la aproximación bi-capa	199
 Capítulo 7:	
Procesos de mezcla inducidos por ondas internas en el estrecho de Gibraltar:	
Modelo de mezcla-advección	
7.1. GENERACIÓN DE LOS PROCESOS DE MEZCLA	212
7.2. IMPORTANCIA DE LOS PROCESOS DE MEZCLA EN EL ESTRECHO DE GIBRALTAR	214
7.3. MODELO BI-CAPA DE ACOPLAMIENTO FÍSICA-BIOLOGÍA EN EL ESTRECHO DE GIBRALTAR	217
7.3.1. Modelo hidrodinámico	218
7.3.2. Modelo de mezcla-advección	220
7.3.3. Modelo tri-capas de acoplamiento física-biología	226
7.4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN	237
 Conclusiones	 247
 Summary of the doctoral thesis memory	 253
 Anexos:	
Fundamento teórico de las técnicas de análisis	
ANEXO I. Descomposición en Funciones Empíricas Ortogonales	262
ANEXO II. Descomposición en Modos Dinámicos	267
ANEXO III. Análisis Armónico	270
 Referencias Bibliográficas	 273

Prólogo

Cuenta la mitología, que fue Hércules, hijo de Zeus y Alcmena, quién separó los dos montes, Calpe (Peñón de Gibraltar) y Abila (Yebel Musa), anteriormente unidos como una única cordillera. Desde entonces, estos montes se conocen como las columnas de Hércules, las cuales señalaban el punto final del Mediterráneo de los griegos, el *Non Plus Ultra*, con el que los romanos quisieron significar que los hombres debían detener allí sus expediciones. Las columnas de Hércules eran consideradas el límite del mundo conocido, más allá de ellas, nadie sabía los horrores que podía llegar a encontrar. Tanto es así, que los navegantes que se atrevían a asomarse al océano Atlántico regresaban con historias de monstruos marinos, quizás temerosos de las intensas corrientes marinas del estrecho de Gibraltar, con cambios repentinos y desconcertantes, que suponían un peligro para la navegación (Cestino, 2004). Pero el halo de misterio que envuelve a las corrientes del estrecho ha perseguido a los navegantes de la zona durante muchos años. En el siglo XIX Tofiño (1832), recogía en uno de los derroteros de las costas españolas, las impresiones de marineros y pescadores de la zona acerca de estas corrientes y las señales superficiales que las acompañan, popularmente denominadas hervideros o hileros de corriente (Ruiz-Cañavate y Rico, 1996):

”...éstas aparecen instantáneamente sin señales previas. De repente, una rugosidad en la superficie del mar aparece como cuando el agua está hirviendo y un mar caótico se establece. Como si los vientos indujeran fuerzas contrarias, las corrientes son peligrosas no sólo para pequeños barcos sino para los grandes también...”

Estudios oceanográficos posteriores (Jacobsen y Thomsen, 1934; Ziegenbein, 1969 y 1970; Frassetto, 1964; Boyce, 1975; Lacombe y Richez 1982 y 1984; etc.) han puesto de manifiesto que estos hervideros están producidos por ondas internas de gran amplitud.

El fenómeno de ondas internas es lo suficientemente intrigante e interesante para ser estudiado por sí mismo, sin embargo, hay también efectos conectados con estas ondas internas de interés para otras disciplinas. La importancia práctica del conocimiento de las ondas internas es evidente para hidroacústica, navegación submarina, hidrobiología,

hidróptica y formación de lodo marino, aunque el interés más reciente en el estudio de ondas internas está provocado por su gran, y quizás decisivo, papel en los procesos de intercambio horizontal y vertical en el océano. (Kundu, 1990; Miropol'sky, 2001).

Otro factor que confiere una especial importancia al estrecho de Gibraltar, es su ubicación geográfica, encrucijada entre Europa y África, y puerta de entrada por vía marítima a los países de la costa mediterránea, y por ello punto de intereses culturales, económicos, políticos y militares.

Como fruto de estos intereses, surgió la idea de unir el estrecho de Gibraltar por una vía terrestre. El primer proyecto de construcción de una gran infraestructura que acercara y comunicara las orillas de Europa y África para favorecer el desarrollo entre ambos continentes se remonta a un siglo atrás, cuando se planteó la construcción de un túnel por debajo del Estrecho. Actualmente este proyecto continúa adelante a través de dos sociedades creadas en 1980: la Sociedad Española para la Comunicación fija a través del Estrecho de Gibraltar (SECEG, S.A.) y, su homóloga marroquí, Societé Nationale d'Etudes de Detroit (SNED). El proceso de evaluación de este proyecto supone la necesidad del estudio del medio físico incluyendo, entre otros, el conocimiento de la configuración geológica del subsuelo marino. Con este fin, se han realizado campañas geofísicas de investigación del fondo y subsuelo marino en las secciones más somera y angosta del estrecho de Gibraltar, el umbral de Camarinal y la sección de Tarifa, pensando en la optimización técnica y económica de las obras de ingeniería. Sin embargo, a la hora de pretender realizar los trabajos necesarios, las intensas corrientes y las cizallas de velocidad asociadas a las ondas internas han sido capaces de romper regularmente las sartas de perforación con las que se explora la estructura del subsuelo marino, interrumpiendo por lo tanto estos trabajos de perforación. El interés de SECEG y SNED en el conocimiento de las ondas internas en el estrecho ha quedado patente con su participación en el proyecto de investigación en el que se enmarca la presente Tesis Doctoral.

Por otro lado, las ondas internas de gran amplitud suponen un conocido peligro para la navegación submarina. Como ejemplo, Luis del Cañizo, Dr. Ingeniero de Caminos, Canales y Puertos, relataba en un artículo relativo al estrecho de Gibraltar lo siguiente:

“... el hecho más interesante...es la formación de gigantescas ondas internas...Las ondas internas pueden afectar enormemente a la navegación submarina. Esta es la explicación del accidente ocurrido en el pasado mes de septiembre de 1984, por un submarino atómico ruso, el cual cruzaba el estrecho sumergido bajo un barco mercante...la cresta de la ola interna debió elevar la cara superior del agua mediterránea hasta cerca de la superficie del mar, y rodeó de agua más salada y densa el submarino atómico, aumentando su flotabilidad y desplazándolo hacia arriba hasta chocar con la quilla que lo encubría...”

Por último, la formación y propagación de ondas internas en el estrecho lleva asociados procesos de mezcla que implican un aporte de nutrientes desde la capa mediterránea a la atlántica, donde, con adecuadas condiciones de iluminación, puede activarse la producción primaria (Minas *et al.*, 1991; Echevarría *et al.*, 2002).

En este contexto se ha desarrollado el proyecto coordinado del Plan Nacional titulado “Los procesos de mezcla en el estrecho de Gibraltar y su influencia en los procesos biológicos del entorno”, al que haremos referencia a lo largo del trabajo con el acrónimo GIMIX (del inglés, Gibraltar MIXing). Dicho proyecto se ha llevado a cabo a través de dos subproyectos complementarios, uno centrado en la oceanografía biológica “Efectos biológicos de los procesos de mezcla en el estrecho de Gibraltar” (REN-2001-2733-C02-02) y otro enfocado a los procesos físicos titulado “Ondas internas en el estrecho de Gibraltar: procesos de mezcla inducidos” (REN-2001-2733-C02-01) dentro del cual se enmarca el trabajo presentado en la presente memoria de Tesis Doctoral. Ésta ha sido realizada gracias a la concesión de una Beca de Formación de Personal Investigador (FPI) del Ministerio de Educación y Ciencia (MEC) en el marco del primer subproyecto, aunque con una intensa interacción interdisciplinar con el otro subproyecto. Además, gracias al programa de estancias breves para becarios FPI del MEC parte de la Tesis Doctoral se ha podido desarrollar en centros de reconocido prestigio como el Naval Research Laboratory de Stennis Space Center (NASA) en Mississippi (EEUU) bajo la supervisión del Dr. Gallacher y la School of Earth, Ocean, and Environmental Science de la Universidad de Plymouth (Reino Unido) bajo la supervisión de los Doctores Stashchuk y Vlasenko.

Objetivos de la Tesis Doctoral

El objetivo general que se plantea en esta Tesis Doctoral es:

Caracterizar los procesos ondulatorios internos que son generados en el umbral Principal del estrecho de Gibraltar (umbral de Camarinal) y que se propagan hacia el mar de Alborán así como los procesos de mezcla que éstos conllevan.

Este objetivo general se pretende alcanzar a partir de la consecución de los siguientes objetivos específicos:

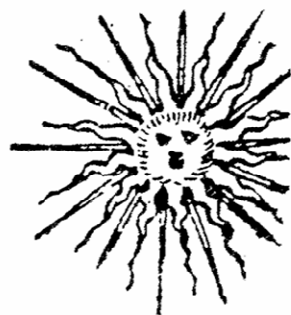
- Identificación y descripción de los procesos ondulatorios internos generados en el umbral de Camarinal, poniendo especial énfasis en aquellos de mayor relevancia en cuanto a la producción de fenómenos de mezcla interfacial.
- Implementación de un modelo numérico capaz de simular adecuadamente las ondas internas del estrecho y analizar las influencias de los parámetros que intervienen en la generación y propagación de las ondas internas.
- Análisis de las condiciones hidráulicas y mecanismos de generación de las ondas internas.
- Estudio de los procesos de mezcla asociados a las ondas internas en la zona de generación y durante la propagación de éstas hacia el mar Mediterráneo.

Estructura de la Tesis Doctoral

Con el propósito de dar una visión general a este trabajo, se va a describir brevemente el contenido de cada uno de los capítulos en que éste se divide. El **capítulo 1** tiene un carácter introductorio. En él se realizará una breve descripción de las características morfológicas de la zona de estudio, así como una revisión de sus principales características oceanográficas incluyendo los antecedentes concernientes a las ondas internas del estrecho de Gibraltar. Ya en el **capítulo 2**, se recopila la información acerca de los datos que se van a analizar, explicando el diseño de adquisición de datos, características de los mismos y campañas realizadas, mientras que en el **capítulo 3** se presentan y discuten los resultados derivados de los datos descritos en el capítulo anterior. Los **capítulos 4 y 5** están dedicados a la descripción del modelo numérico desarrollado por los Dres. Vlasenko y Stashchuk de la Universidad de Plymouth e implementado durante el programa de estancia breve. Asimismo se presentan y discuten los resultados obtenidos, estando el **capítulo 4** centrado en describir las características de las ondas internas simuladas y el análisis de la influencia de determinados parámetros sobre la generación y propagación de las ondas internas mientras que en el **capítulo 5** se muestra la evidencia de la estructura multimodal de estas ondas. Este capítulo está escrito en inglés, requisito necesario para la obtención del Doctorado Europeo y mantiene la misma estructura con la que ha sido publicado en septiembre de 2006 en la revista *Geophysical Research Letters*. En el **capítulo 6**, se interpretan analíticamente los mecanismos de generación de las ondas internas evaluando las condiciones hidráulicas con una visión continua de la columna de agua. Por último, en el **capítulo 7**, se detalla el fundamento físico de un modelo de mezcla-advección que forma parte del modelo de acoplamiento entre procesos físicos y biogeoquímicos presentado recientemente por el Dr. Macías en su Tesis Doctoral y que se encuentre actualmente en proceso de revisión para su publicación en la revista *Progress in Oceanography*. A continuación se presentan las **conclusiones** obtenidas a partir del trabajo desarrollado durante la Tesis Doctoral.

Además, debido a la elevada densidad de los contenidos tratados en los capítulos, se ha estimado conveniente mostrar el fundamento de las principales técnicas de análisis empleadas a lo largo del desarrollo de la presente Tesis Doctoral en tres **anexos**. Por último, se presenta la lista de **referencias bibliográficas** utilizadas.

Capítulo 1



Descripción de la zona de estudio y antecedentes sobre las ondas internas del estrecho de Gibraltar

1.1. UBICACIÓN Y MORFOLOGÍA DEL ESTRECHO DE GIBRALTAR

El estrecho de Gibraltar es un canal con geometría bastante irregular situado entre África y Europa. Está orientado prácticamente en dirección Este–Oeste a una latitud media de $35^{\circ} 58'$ N y tiene una longitud aproximada de 60 Km. Su límite occidental lo constituye la línea imaginaria que une el cabo Trafalgar (España) con el cabo Espartel (Marruecos) en $5^{\circ} 16'$ W y su límite oriental la línea imaginaria que une Punta Europa con Punta Almina en torno al meridiano $6^{\circ} 03'$ W (Fig. 1.1).

Su formación está relacionada con procesos geotectónicos entre las placas Euroasiática y Africana, lo cual explica su abrupta batimetría caracterizada por la sucesiva alternancia de zonas profundas y elevaciones submarinas a lo largo de su eje principal.

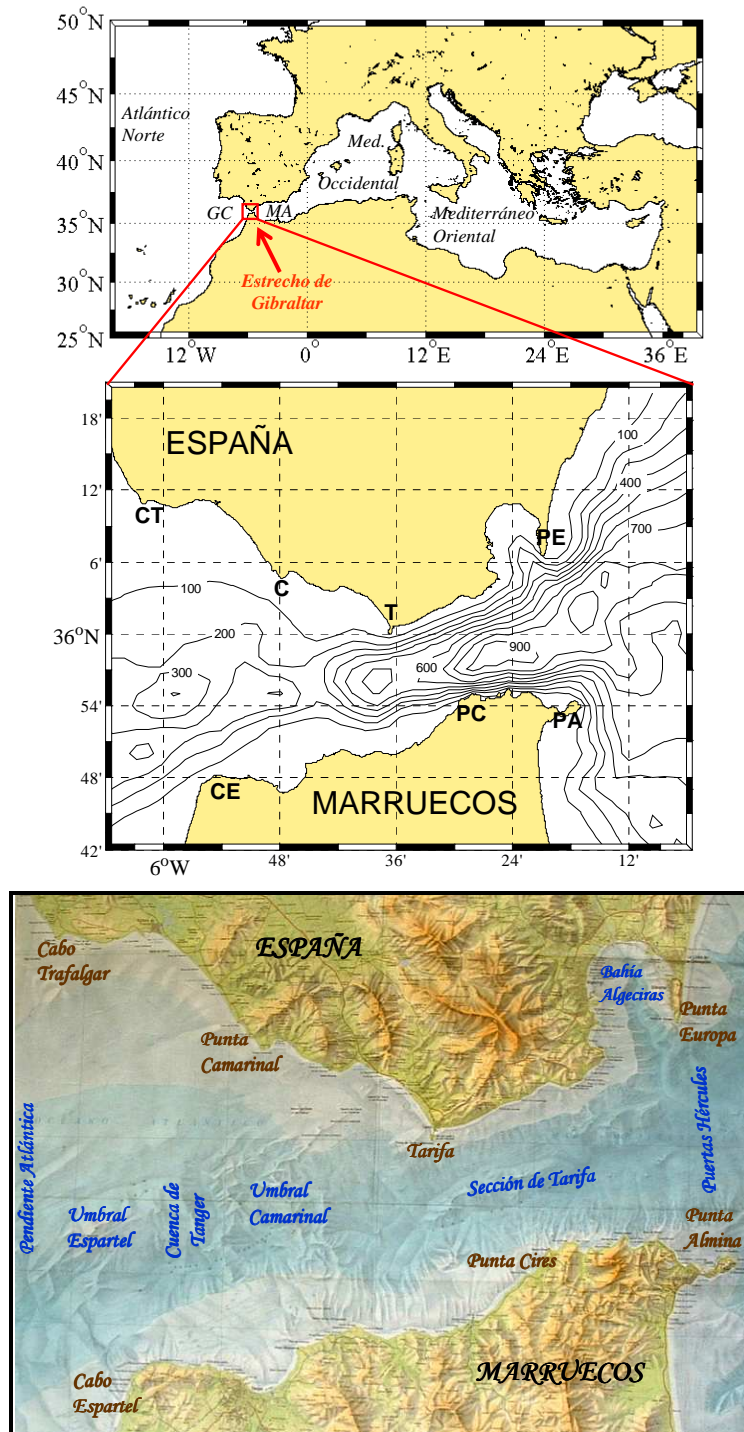


Figura 1.1. Ubicación geográfica del estrecho de Gibraltar (GC: Golfo de Cádiz, MA: Mar de Alborán) con detalles de su batimetría y principales accidentes geográficos (CT: Cabo Trafalgar, C: Punta Camarinal, T: Tarifa, PE: Punta Europa, CE: Cabo Espartel, PC: Punta Cires y PA: Punta Almina).

La morfología del Estrecho es responsable en gran medida de su compleja dinámica y, por lo tanto, para conocer los procesos oceanográficos que tienen lugar en su interior, y en especial los procesos de generación y propagación de ondas internas es necesario describir los accidentes geográficos más relevantes. De Oeste a Este se puede encontrar (Fig. 1.1):

- Pendiente Atlántica: coincide con el límite occidental del estrecho.
- Umbral de Espartel o Banco Majuán: está situado entre el cabo de Trafalgar y cabo Espartel. Linda al Oeste con la Pendiente Atlántica y al Este con las hoyas de Poniente. Tiene una profundidad mínima de 50 m pero su profundidad no es la misma a lo ancho del estrecho.
- Cuenca de Tánger u hoyas de Poniente: tiene una profundidad aproximada de 600 m y separa el umbral de Camarinal del umbral de Espartel.
- Umbral de Camarinal o Bajo de Camarinal: también conocido en la literatura clásica del estrecho como el umbral Principal. Tiene una profundidad inferior a 200 m en el eje principal y está situado 13 Km al Oeste de la sección de Tarifa y 21 Km al Este del umbral de Espartel. Su profundidad no es constante pero recorre el estrecho de Norte a Sur.
- Sección de Tarifa: sección más angosta del estrecho. Sólo 14 Km separan la costa española y la marroquí, tiene una profundidad entre 700 y 900 m y se encuentra situada entre Tarifa y Punta Cires. Desde aquí, el Estrecho se ensancha hacia ambos extremos alcanzando 45 Km en el límite occidental y 23 Km en el oriental.
- Columnas de Hércules o Puertas de Hércules: situadas entre los montes Calpe (Gibraltar) y Musa. Coincide prácticamente con el límite oriental y tiene una profundidad de unos 900 m.

1.2. OCEANOGRAFÍA GENERAL DEL ESTRECHO DE GIBRALTAR

1.2.1. Distribución de masas de agua e interfaz Atlántica-Mediterránea

La distribución de masas de agua en el estrecho de Gibraltar, procedentes del mar Mediterráneo y del océano Atlántico, es consecuencia directa de su localización geográfica.

Las masas de agua procedentes del Atlántico Norte son dos, el Agua Central Noratlántica (NACW, del inglés, North Atlantic Central Water) caracterizada en el diagrama T-S por la línea situada entre los puntos $T=8^{\circ}\text{C}$ y $S=35.10\text{ psu}$, y $T=19^{\circ}\text{C}$ y $S=36.70\text{ psu}$ y Agua Atlántica Superficial (SAW, del inglés Surface Atlantic Water) situada por encima de la NACW con una temperatura que varía estacionalmente entre 16° y 20°C , y una salinidad prácticamente constante de 36.2 psu (Sverdrup *et al.*, 1942).

Por otro lado, el mar Mediterráneo está constituido básicamente por dos cuencas, la oriental y la occidental, separadas por el estrecho de Sicilia y cuyas masas de agua están en contacto con el océano Atlántico sólo a través del estrecho de Gibraltar, siendo prácticamente despreciable el paso por el canal de Suez. Se trata de uno de los mares donde la interacción atmósfera-océano tiene efectos más notables. Debido a los vientos secos del Noroeste y a la alta frecuencia de días soleados, hay un gran exceso de evaporación sobre la precipitación y descargas de ríos, por lo que el agua se caracteriza por tener altas temperaturas y salinidades. Más concretamente, las masas de agua de la cuenca mediterránea por debajo de la superficie, pueden clasificarse en dos grandes grupos: el Agua Levantina Intermedia (LIW, del inglés, Levantine Intermediate Water) que se forma en invierno al Sur de Turquía y se caracteriza por tener una temperatura alrededor de 13.2°C y una salinidad de 38.5 psu y el Agua Mediterránea Profunda del Mediterráneo Occidental (WMDW, del inglés, Western Mediterranean Deep Water) que se forma en invierno al Sur de Francia y en el mar Adriático. Esta masa de agua, se caracteriza en la cuenca Oeste por tener temperaturas menores que 12.9°C y salinidades entre 38.2 y 38.4 psu (Parrilla *et al.*, 1986). Una detallada discusión sobre el origen de estas aguas y sus características se puede encontrar, por ejemplo, en Gascard y Richez (1985) y Kinder y Parrilla (1987).

No obstante, a pesar de la gran confluencia de masas de agua, el estrecho de Gibraltar suele ser descrito en términos de un sistema bi-capa, con una capa de Agua Atlántica sobre una capa de Agua Mediterránea separadas por una superficie interfacial infinitesimal. En promedio (Fig. 1.2) esta interfaz es más profunda en el Oeste que en el Este y más somera en el Norte que en el Sur, debido a la rotación de la tierra (Garrett *et al.*, 1989; Candela, 1991) pero su profundidad también varía con las estaciones, con los cambios de marea de vivas a muertas, con los vientos de levante y poniente predominantes y con la diferencia en las presiones atmosféricas entre las áreas del Este y Oeste del estrecho (Frassetto, 1964). Además, la interfaz está sujeta a desplazamientos verticales debido a la generación y propagación de ondas internas como se verá más adelante.

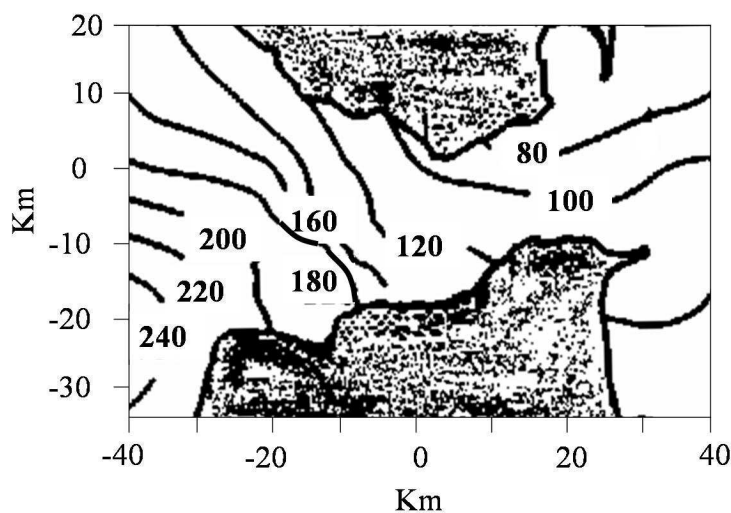


Figura 1.2. Esquema de la distribución de la profundidad de la interfaz atlántica-mediterránea en el estrecho de Gibraltar tomado de Bray *et al.* (1990).

1.2.2. Estructura de flujos

El flujo a través del estrecho de Gibraltar, constituye uno de los problemas clásicos de oceanografía. La visión más simple del flujo y primer modelo de circulación actualmente aceptado, es el modelo “estuarino inverso”. Fue probablemente von Waitz en 1755, quien estando familiarizado con el trabajo del conde Marsigli (1681) sobre el estrecho del Bósforo y añadiendo su conocimiento sobre soluciones salinas, el primero que de manera científica justificó la existencia de la contracorriente mediterránea en profundidad

(Deacon, 1971 y 1985). La situación geográfica de la cuenca mediterránea, rodeada por masas continentales de clima seco, proporciona una evaporación que supera a las ganancias debidas a la precipitación y aportes fluviales, dando lugar a un balance hídrico negativo en el mar Mediterráneo que provoca un aumento de la salinidad, y densidad, y una disminución del nivel del mar respecto al de la cuenca atlántica. Tal diferencia de densidad, junto con la diferencia del nivel del mar a ambos lados del estrecho de Gibraltar, activa el intercambio de agua generándose un doble gradiente de presiones en direcciones opuestas, el cual es responsable del movimiento a una escala temporal suficientemente grande o estacionaria. De esta forma, se produce un flujo superficial de agua atlántica menos densa hacia el mediterráneo y otro en dirección contraria de agua mediterránea profunda más densa que penetra en el Atlántico Norte. Los flujos intercambiados entre las cuencas atlánticas y mediterráneas han sido uno de los principales objetos de estudio de la zona. A lo largo del tiempo, ha ido disminuyendo el valor de los flujos estimados (Vargas, 2004), encontrándose que los valores de flujo entrante, Q_1 (Fig. 1.3), varían entre 1.87 y 0.66 Sv ($1 \text{ Sv} = 1 \times 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) y los flujos salientes, Q_2 , entre 1.78 a 0.57 Sv (Nielsen, 1912; Tsimplis y Bryden, 2000, respectivamente).



Figura 1.3. Esquema de circulación estuarina inversa en el estrecho de Gibraltar basado en García-Lafuente.

El régimen hidrodinámico en el estrecho de Gibraltar fue caracterizado con mayor minuciosidad por Lacombe y Richez (1982) quienes, apoyándose en numerosas observaciones, encontraron que sobre la estructura de flujo estacionario bi-capa se superponen otros flujos asociados a fenómenos dinámicos de distinta escala temporal, los cuales, de mayor a menor periodo se pueden clasificar en:

- Flujos de largo periodo: comprenden periodos desde varios meses a años. Están asociados a las fluctuaciones estacionales, anuales y de mayor periodo en el intercambio bi-capa baroclino que caracteriza al régimen hidrodinámico medio del estrecho de Gibraltar.
- Flujos subinerciales: comprenden periodos desde unos pocos días a varios meses y están relacionados principalmente con variaciones meteorológicas (presión atmosférica y viento) en los alrededores del estrecho. Los mecanismos de forzamiento han sido relacionados principalmente con las fluctuaciones de presión atmosférica sobre el mar Mediterráneo (Crepon, 1965; García-Lafuente, 1986; Candela *et al.*, 1989; Garrett *et al.*, 1989; Candela, 1991). Su contribución se estima del orden de 0.5 m s^{-1} y constituye una parte significativa del flujo total a través del estrecho de Gibraltar. Según diferentes autores, estos efectos pueden afectar tanto al nivel del mar (García-Lafuente, 1986; Garrett *et al.*, 1989) como a la intensidad de corriente de marea (Candela *et al.*, 1989; Mañanes, 1996; Mañanes *et al.*, 1998).
- Flujos mareales: comprenden periodos entre varias horas y un día y están relacionados con el potencial generador de marea. En el estrecho de Gibraltar se acoplan dos regímenes de marea completamente diferentes. En el mar Mediterráneo, al contrario de lo que ocurre en el océano Atlántico, el efecto directo del potencial generador de marea es prácticamente despreciable debido a su, relativamente, pequeña dimensión. Las principales constituyentes de marea en

el estrecho son la M_2 , S_2 , K_1 y O_1 cuyas características principales se exponen a continuación.

Las características más sobresalientes para las principales ondas semidiurnas, M_2 y S_2 , son (García-Lafuente *et al.*, 1987; Candela *et al.*, 1990; Candela, 1991; Ruiz-Cañavate, 1994):

- La banda semidiurna representa más del 90% de la varianza en el campo de presión y más del 70% en el campo de velocidades.
- Una disminución de más de la mitad en las amplitudes de los niveles desde el Atlántico (~ 1 m) hacia el Mediterráneo (~ 0.5 m).
- Las líneas cotidales se orientan en sentido Este-Oeste a lo largo del Estrecho, indicando un retardo de hasta 20 minutos en la llegada de la pleamar entre las costas Norte y Sur en la sección de Tarifa (Fig. 1.4).
- La relación de fase entre el nivel del mar y las corrientes de marea es próxima a 90° , característica de una onda estacionaria. Así, el sentido de estas corrientes de marea es hacia el Mediterráneo entre pleamar y bajamar (flujo o entrante) y hacia el Atlántico entre bajamar y pleamar (reflujo o saliente).

Para las principales constituyentes de marea de frecuencia diurna, K_1 y O_1 , los rasgos más notables son:

- La banda diurna apenas representa un 1% de la varianza en el campo de presión, pero alcanza más del 10% de la misma en el campo de velocidades.
- La razón entre las amplitudes y la diferencia de las fases entre las constituyentes de marea K_1 y O_1 varía en un amplio rango a lo largo del estrecho, lo que implica notables diferencias entre las estructuras espacio-temporales de estas ondas. Ello está relacionado con la existencia de un punto anfidrómico para la onda O_1 (Tejedor *et al.*, 1998).

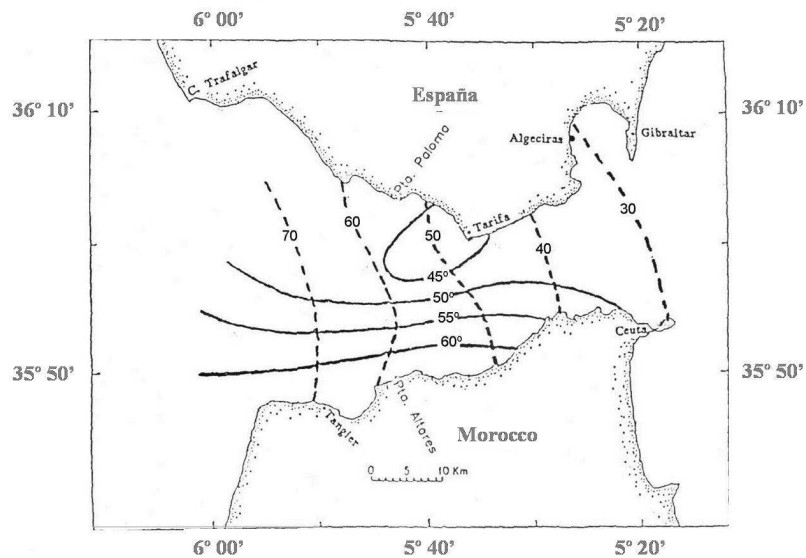


Figura 1.4. Mapa de mareas del estrecho de Gibraltar tomado de Candela et al. (1990).

Este tipo de flujos está fuertemente afectado por la batimetría y el contorno, por lo que los máximos valores de intensidad de la corriente se encuentran en la mínima sección del estrecho, el umbral de Camarinal. Además, la intensidad de la corriente de marea es tal que es capaz de invertir el flujo entrante superficial de agua atlántica en toda la sección del estrecho.

1.3. ONDAS INTERNAS EN EL ESTRECHO DE GIBRALTAR

Las ondas internas se generan en fluidos estratificados debido a la interacción del flujo de marea con la topografía del fondo. El principal relieve responsable de la generación de las ondas internas en el estrecho de Gibraltar lo constituye el umbral de Camarinal. De manera general las ondas internas generadas en el umbral pueden dividirse en dos grandes grupos: marea interna lineal y ondas internas de más corto periodo y gran amplitud, generalmente originadas por la dinámica no lineal asociada a la marea interna.

1.3.1. Marea interna lineal

Ha sido objeto de estudio de numerosos trabajos (Lacombe y Tchernia, 1960; Lacombe, 1961; Lacombe *et al.*, 1964; Cavanie, 1972; Boyce, 1975; Candela *et al.*, 1989; Bray *et al.*, 1990). Se define como tal, a las oscilaciones verticales que las isopícnas realizan con periodos de marea. Para el caso particular del estrecho de Gibraltar, se origina por la interacción del flujo barotrópico con el umbral de Camarinal, dando lugar a dos tipos de fluctuaciones de la interfaz:

- En primer lugar, la profundidad de la interfaz varía como resultado de la cinemática asociada a las corrientes de marea barotrópica. De esta forma, según las corrientes se dirijan hacia el Mediterráneo o hacia el Atlántico, la posición de la interfaz desciende o asciende para compensar la masa añadida al sistema. Así, la desviación máxima, respecto a la posición media de la interfaz de estas oscilaciones, ocurre en los momentos de máximas corrientes barotrópicas. La pleamar interna coincide con la máxima saliente y la bajamar interna con la entrante (Fig. 1.5), lo que indica un desfase de 90° entre marea vertical interna y la superficial.

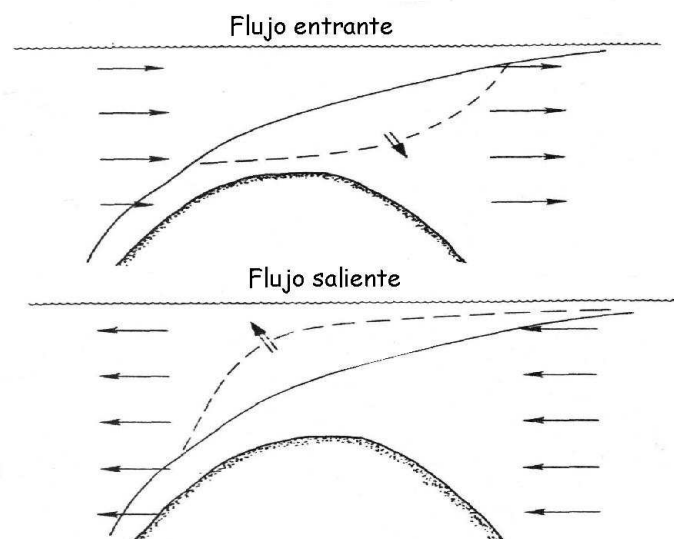


Figura 1.5. Desplazamiento vertical de la interfaz debido al flujo mareal respecto a su posición media (línea continua) en dirección longitudinal al estrecho de Gibraltar (tomada de Bray *et al.*, 1990).

- La interfaz presenta una inclinación en la dirección transversal al estrecho (aproximadamente Norte - Sur) variable con el tiempo a lo largo del ciclo semidiurno de marea. Según Candela *et al.* (1989) la variabilidad temporal de este gradiente transversal está relacionado con la cizalla vertical que presenta la velocidad de la corriente de marea en la columna de agua.

1.3.2. Marea interna no lineal: Ondas internas de corto periodo y gran amplitud

Las primeras referencias que se conocen acerca de existencia de ondas internas de gran amplitud en el estrecho de Gibraltar pertenecen, como mencionábamos en el prólogo, a Tofiño (1832) quien en uno de los derroteros de las costas españolas recogía las impresiones de marineros y pescadores de la zona el fenómeno, denominado popularmente como hervideros o hileros de corriente (Ruiz-Cañavate y Rico, 1996), y cuyo origen desconocían. Sin embargo, no fue hasta un siglo después (Jacobsen y Thomsen, 1934) cuando los primeros trabajos de investigación sobre las ondas internas vieron la luz, revelando la existencia de un frente interno caracterizado por un brusco descenso (300 m) de las isopícnas en el estrecho de Gibraltar durante la expedición “DANA” llevada a cabo en 1921 y 1928.

Fueron necesarios 30 años para utilizar una instrumentación con la suficiente frecuencia de muestreo para tener la primera evidencia de la existencia de oscilaciones internas de gran amplitud y corto periodo. Fue Frassetto (1964) quien las describió analizando datos recogidos durante los años 1958-1961. El nuevo método de muestreo permitió determinar que se trataba de ondas internas de alta frecuencia superpuestas a ondas internas de frecuencia mareal que viajaban, perdiendo energía, hacia el mar Mediterráneo donde finalmente desaparecían. El análisis de las observaciones le llevó a pensar que la llegada de las ondas al extremo oriental del estrecho estaba relacionada con el ciclo de marea y que procedían del umbral de Camarinal.

Más tarde Ziegenbein (1969 y 1970), basándose en el análisis de registros de ondas internas de gran amplitud y corto periodo adquiridos en el eje principal del estrecho al Este de Gibraltar en 1967 y 1968, contrastó la hipótesis de Frassetto y garantizó que,

efectivamente, la ocurrencia de frentes internos estaba relacionada con el ciclo de marea, encontrando que la llegada de oscilaciones internas al Este de Gibraltar se producía una hora antes de la bajamar en el punto de muestreo.

Durante los siguientes años, los trabajos estuvieron centrados en el estudio de la marea interna lineal (Lacombe y Tchernia, 1960; Lacombe, 1961; Lacombe *et al.*, 1964; Cavanie, 1972; Boyce 1975). No obstante, a pesar de la cantidad de trabajos sobre ondas internas del estrecho realizados hasta entonces (Jacobsen y Thomson, 1934; Lacombe y Tchernia, 1960; Lacombe, 1961; Frassetto 1964; Lacombe *et al.*, 1964; Ziegenbein, 1969 y 1970; Cavanie, 1972; Boyce, 1975; La Violette *et al.*, 1986), no fue hasta 1988* cuando Armi y Farmer (Farmer y Armi) en base a estudios teóricos previos desarrollados por ellos mismos sobre hidráulica interna asociada a umbrales y estrechos (Farmer y Smith 1980; Armi y Farmer, 1985; Farmer y Denton, 1985; Armi, 1986; Farmer y Armi, 1986) y con un amplio conjunto de medidas recopiladas durante el Experimento de Gibraltar en los años 85 y 86, desarrollaron un extenso y detallado trabajo revelando el mecanismo de generación de estas ondas internas, marcando un antes y un después en el estudio de las ondas internas del estrecho de Gibraltar y constituyendo un referente para cualquier investigador atraído por el tema. Describieron el proceso como la generación de un bore (o salto hidráulico) al Oeste del umbral de Camarinal que tiene lugar durante aquellas salientes de flujo de marea (hacia el Atlántico) en las cuales se alcanzan condiciones de flujo crítico sobre el umbral. Cuando la corriente se debilita, y el flujo se vuelve subcrítico, el bore se libera sobrepasando la cresta del umbral y se propaga hacia el mar Mediterráneo sufriendo una desintegración progresiva dando lugar a una secuencia de ondas internas de gran amplitud que penetra en el mar de Alborán. Por otro lado, observaron que durante las mareas vivas el bore se liberaba regularmente en cada ciclo, mientras que durante el periodo de transición el bore se liberaba con periodicidad diurna y no encontraron bores en mareas las muertas de su periodo de análisis.

Los trabajos de investigación sobre ondas internas basados en el análisis de datos registrados por instrumentos oceanográficos, como se desarrollaban hasta entonces, se

* La cita bibliográfica Armi y Farmer (1988) y Farmer y Armi (1988) corresponde a un único artículo doblemente titulado y será empleado como referencia en múltiples ocasiones en este trabajo. Por comodidad, de aquí en adelante nos referiremos a este trabajo como AF&FA-88.

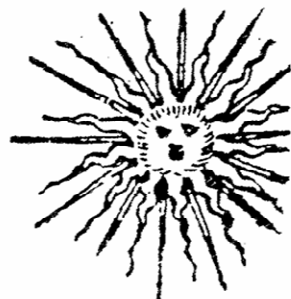
vieron reforzados con la llegada de remote sensing techniques como NOAA satellite data (La Violette y Lacombe, 1988; Richez & Kergomard, 1990) y shore-based radar images (Watson y Robinson, 1990 y 1991), SAR images (Richez, 1994; Brandt et al., 1996). El análisis de las señales superficiales asociadas a las ondas internas obtenidas mediante imágenes radar permitió profundizar en aspectos como la longitud de onda y velocidad de propagación del bore. En este sentido, se encontró que el tiempo que tardaban las ondas en viajar desde el umbral de camarinal a Gibraltar estaba directamente relacionado con la intensidad de la corriente de marea y que en periodos de mareas muertas, en contra de lo conocido hasta el momento, también se registraba actividad interna (La Violette y Lacombe, 1988; Watson y Robinson, 1990).

La mayoría de los estudios realizados sobre las ondas internas del estrecho de Gibraltar se han centrado en el estudio del bore descrito por Armi y Farmer en 1988, pero a lo largo de la literatura se ha mencionado la existencia de otro tipo de ondas como las ondas generadas al este del umbral de Camarinal y que viajan hacia el océano Atlántico (Armi y Farmer, 1988; Richez, 1994) y de ondas transversales, paralelas al eje principal del estrecho, que viajan hacia el Noreste (Watson y Robinson, 1990; Richez, 1994). Sin embargo, este tipo de ondas, de mucha menor amplitud, ocupan un segundo lugar frente al interés que ha despertado el bore. No obstante, dentro del estudio de las ondas de gran amplitud generadas a sotavento del umbral de Camarinal y que se propagan hacia el océano Atlántico también se han descrito diferentes tipos. Por ejemplo, Ziegenbein (1969), distinguió entre dos tipos de trenes de ondas internas en su paso por Gibraltar, el primer tipo se caracterizaba por un decaimiento de la amplitud desde la cabeza del tren de ondas y una frecuencia de oscilación casi constante, mientras que el segundo tipo se caracterizaba por un aumento paulatino de la amplitud y de la frecuencia de oscilación seguido de una brusca disminución de la amplitud una vez alcanzado su valor máximo. Por otro lado, Richez (1994) también distinguió dos estructuras de ondas internas. La primera la definió como un tren de ondas no lineales, con máxima amplitud en la cabeza del tren de ondas y con una velocidad de fase directamente relacionada con la amplitud de la onda, y la segunda como solitones de igual amplitud y velocidad. Esta segunda estructura, caracterizada por dos bandas de mar rugosas que siguen casi exactamente las crestas batimétricas del umbral de Camarinal, fue también detectada por La Violette y

Lacombe (1988) y Bruno *et al.* (2002). Estos últimos observaron que la señal superficial asociada a este tipo de onda consistía en tres bandas de hervideros separadas a una distancia de ~ 1 Km cada una y alineadas con el umbral de Camarinal. Las ondas permanecen allí, en una situación casi estacionaria, durante al menos cuatro horas hasta que el flujo saliente se debilita y las ondas se liberan propagándose hacia el Mediterráneo. Sin embargo, la diferencia más importante con respecto al bore de Armi y Farmer (1988) radica en su mecanismo de generación. Según Bruno *et al.* (2002) estas ondas internas se desarrollan mediante procesos resonantes que tienen lugar durante la fase de flujo saliente (hacia el Atlántico) en mareas muertas, bajo condiciones hidráulicas subcríticas, mientras que el bore tiene lugar en mareas vivas, bajo condiciones hidráulicas críticas.

En los próximos capítulos, sólo nos centraremos en el estudio de las ondas internas de gran amplitud que se generan en el umbral de Camarinal y se propagan hacia el mar Mediterráneo.

Capítulo 2



Descripción de las observaciones de variables relacionadas con las ondas internas en el estrecho de Gibraltar

En este capítulo se describirán las observaciones que serán analizadas en el siguiente capítulo. Tales observaciones proceden de fuentes muy diversas y conviene clasificarlas en tres tipos según su procedencia:

- Datos históricos: datos ya existentes que fueron registrados en el estrecho de Gibraltar con anterioridad al proyecto GIMIX. Dentro de éstos, se prestará especial atención a los registros de series temporales realizados durante el Experimento “Strait 94-96”.
- Datos de nueva adquisición: son aquellos que provienen del desarrollo de campañas oceanográficas llevadas a cabo en el marco del proyecto GIMIX. Dichos muestreos se dividen en una serie de campañas piloto complementarias y una principal.
- Datos complementarios: se refiere a otros datos, tanto históricos como de nueva adquisición, consistentes en la información suministrada por las imágenes del Radar de Apertura Sintética (SAR, del inglés, Synthetic Aperture Radar) y/o predicciones de velocidad de la corriente en el umbral de Camarinal.

En los siguientes apartados describiremos las principales características de estos conjuntos de datos.

2.1. DATOS HISTÓRICOS

2.1.1. Experimento “Strait 94-96”

El proyecto internacional “Strait 94-96” tenía como objetivo principal investigar si la circulación en el Mediterráneo Occidental estaba controlada por la dinámica de los estrechos de Gibraltar y Sicilia (Candela *et al.*, 1989; Mañanes, 1996). El experimento se basó en una campaña de adquisición de datos que se dividió en 5 fases de aproximadamente seis meses de duración cada una. En cada fase se realizaron medidas de velocidad de la corriente en toda la columna de agua mediante el fondeo de un perfilador de corrientes Doppler en el umbral de Camarinal complementado con el fondeo de correntímetros de rotor y sensores CTD (SEACATs) tanto en Camarinal como en la parte oriental del estrecho.

2.2. DATOS DE NUEVA ADQUISICIÓN

La generación y propagación de ondas internas en el estrecho de Gibraltar conlleva procesos que presentan cortas escalas espacio-temporales en las diferentes variables hidrodinámicas asociadas. Por lo tanto, el desarrollo de una campaña capaz de estudiar estos fenómenos no es sencillo. Por este motivo, dentro del proyecto GIMIX se estudió un diseño de campañas que optimizara la adquisición de datos y se estimó oportuna la realización de una serie de campañas piloto en las cuales se pusiera en práctica dicho método para rentabilizar lo máximo posible el muestreo que se llevaría a cabo en la campaña principal.

2.2.1. Campañas piloto

Las campañas piloto, o campañas complementarias, constituyen un total de seis campañas GIMIX realizadas por la Universidad de Cádiz a bordo de los buques B.C. Malaspina y B.C. Tofiño pertenecientes al Instituto Hidrográfico de la Marina (IHM) y la campaña CGOI (Campaña Gibraltar Ondas Internas) llevada a cabo por miembros del grupo de Oceanografía Física de la Universidad de Málaga a bordo del B.O. Francisco Paula de Navarro del Instituto Español de Oceanografía (IEO) (Tabla 2.I). El objetivo de

estas campañas era tener un mayor conocimiento de los procesos internos que tienen lugar en el estrecho y ensayar el método de muestreo diseñado para el registro de dichos procesos. Una información más detallada de las medidas registradas en estas campañas se puede encontrar en Vázquez *et al.* (2004).

Campaña	Fecha	Buque
GIMIX I	20/25-05-02	B.C. Malaspina (IHM)
GIMIX II	4/11-11-02	B.C. Malaspina (IHM)
CGOI	29-04/3-06-03	B.O. Fco. Paula de Navarro (IEO)
GIMIX III	4/13-06-03	B.C. Tofiño (IHM)/ Malaspina (IHM)
GIMIX IV	8/17-09-03	B.C. Tofiño (IHM)
GIMIX V	3/12-05-04	B.C. Malaspina (IHM)
GIMIX VI	4/14-10-04	B.C. Malaspina (IHM)

Tabla 2.I. Información de las campañas piloto.

El diseño de campaña que se presenta en la figura 2.1, se ha llevado a la práctica tanto en las campañas piloto como en la principal, siendo modificado en la medida que se ha ido profundizando en el conocimiento del fenómeno, adaptándolo en base a las necesidades y oportunidades del momento como son la disponibilidad de barco e instrumentos de medida, las condiciones meteorológicas, la intensidad de corrientes, etc. Es evidente que un plan experimental adecuado para el registro de procesos de la índole de los que aquí consideramos no es fácil de diseñar ni de llevar a cabo. Sin embargo, gracias a investigaciones previas como las realizadas por AF&FA-88 sobre la generación del salto hidráulico interno y a las más recientes llevadas a cabo sobre la generación y propagación del bore interno y de ondas internas resonantes (Izquierdo *et al.*, 2001; Bruno *et al.*, 2002), es posible inferir con un alto grado de fiabilidad el momento de generación de los procesos ondulatorios internos de gran amplitud. En base a estos estudios previos, es conocida que la generación de las ondas internas en el umbral de Camarinal ocurre en muy poco tiempo, de manera casi repentina, durante la máxima

saliente de corriente. Las ondas así generadas permanecen en la zona durante varias horas hasta que la corriente se debilita y comienza su propagación hacia el mar Mediterráneo.

En la fuerte dependencia de la generación y propagación de las ondas internas respecto a las mareas y a la variabilidad asociada a ellas, radica gran parte de la complicación del método de medida. El plan de campaña diseñado pretende hacer un seguimiento del proceso de generación de ondas internas en Camarinal y su posterior propagación hacia el Este, terminando en la salida oriental del estrecho para evaluar los efectos de mezcla producidos por la llegada de estas ondas. Por ello, el diseño de campaña se divide en varias fases sucesivas:

- Fase Umbral: Caracterización de los procesos ondulatorios internos en la zona de generación, umbral de Camarinal, durante la máxima saliente de corriente hacia el océano Atlántico. Se registran las medidas durante los momentos previos a la generación de la onda interna y durante el arrestamiento de la misma sobre Camarinal antes de ser liberada hacia el mar Mediterráneo. Las medidas se toman a lo largo de repetidos transectos, que atraviesan el umbral de Camarinal en dirección Este-Oeste, donde se establecen las ondulaciones internas una vez generadas (Fig. 2.1). Durante esta fase, se realizan perfiles con CTD y/o XBTs para determinar la estructura espacial de las ondas internas.
- Fase de Persecución: Esta fase se desarrolla cuando la corriente se debilita y cambia de sentido, una vez que las ondas internas son liberadas y se propagan hacia el mar Mediterráneo. El barco avanza persiguiendo a las ondas internas hasta adelantarlas a la altura de Tarifa, entonces gira 180° y avanza con velocidad constante, ahora hacia el océano Atlántico, en sentido opuesto a la propagación de las ondas, y se lanzan XBTs a intervalos regulares de tiempo, consiguiendo así una alta resolución espacial y temporal (Fig. 2.1). En el procesado de datos, estas secciones se corrigen para eliminar el efecto Doppler inherente a este sistema de muestreo.

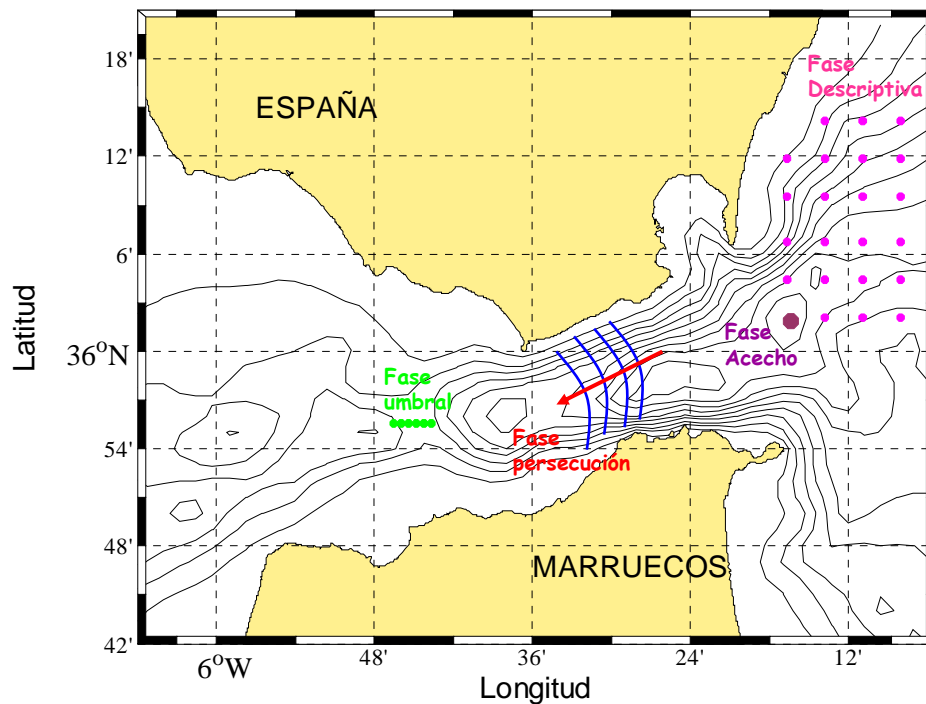


Figura 2.1. Esquema ilustrativo de las distintas fases del diseño de campaña. Las líneas negras representan las isóbatas cada 100 metros, desde 100 hasta 900 metros de profundidad.

- Fase de Acecho: Tras la Persecución, el barco se establece en un punto intermedio localizado en la salida oriental del estrecho (Fig. 2.1), donde permanece realizando perfiles yo-yo de CTD con toma de muestras biológicas durante, al menos, un ciclo de marea. El objetivo es registrar cambios en las propiedades de las masas de agua achacables a los fenómenos de mezcla y que incluyen cambios en las variables físicas y químicas directamente relacionadas con la mezcla, así como sus efectos biológicos.
- Fase Descriptiva: Durante unos dos días los efectos de los fenómenos de mezcla sobre las distribuciones de variables químicas y biológicas en la zona del estrecho se pueden asociar a ondas internas. Este tiempo se dedica a hacer una descripción exhaustiva del sector occidental más inmediato del mar de Alborán utilizando perfiles de CTD y tomando muestras de agua para el análisis biogeoquímico (Fig. 2.1).

2.2.2. Campaña principal

Se desarrolló a bordo de dos buques oceanográficos coordinados, B.O. Mytilus (CSIC) y B.I.O. Hespérides (CICYT), de manera que mientras el B.O. Mytilus trabajaba en el estrecho propiamente dicho, centrado en la toma de observaciones encaminadas a la caracterización del mecanismo de generación y propagación de ondas internas, así como la descripción física de las mismas, el B.I.O. Hespérides trabajó principalmente en el área del mar de Alborán analizando los efectos biológicos asociados a los efectos de mezcla producidos por la llegada de las ondas internas a esta zona (Fig. 2.2).

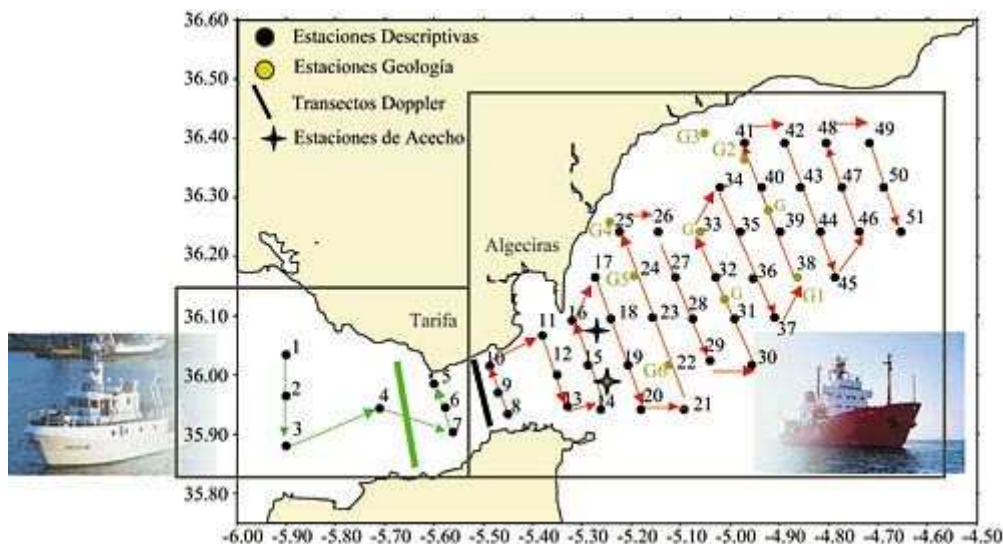


Figura 2.2. Esquema ilustrativo del diseño de la campaña principal.

2.3. DATOS COMPLEMENTARIOS

2.3.1. Predicción de corrientes de marea en el umbral de Camarinal

Como se ha mencionado, los procesos ondulatorios en el estrecho de Gibraltar tienen una alta dependencia con la fase e intensidad de las corrientes de marea, por lo que la predicción de corrientes en Camarinal constituye una herramienta indispensable a la hora de planificar las campañas. Las predicciones utilizadas se han obtenido utilizando 38 constantes armónicas obtenidas a partir de la realización de un análisis armónico a

registros de velocidad de la corriente de larga duración procedentes del correntímetro Doppler fondeado en el umbral de Camarinal durante la campaña Strait 94-96. Mañanes *et al.* (1998) desarrollaron un estudio sobre las predicciones de corriente en el umbral de Camarinal basado en dichas observaciones. Tal informe concluye que existe una predominancia clara de la señal de marea inducida en la explicación de las corrientes en el umbral, y por ello, el método de predicción armónica reproduce con suficiente validez el comportamiento de las corrientes en el umbral de Camarinal y que las discrepancias observadas entre las series originales y la predicción se deben fundamentalmente a las fluctuaciones de los flujos subinerciales de las corrientes y los cambios a escala subinercial en la estratificación de la columna de agua.

A la hora de realizar la toma de datos en las campañas del proyecto GIMIX, la predicción de corriente en superficie (45 m) constituye una herramienta fundamental. No obstante, una vez en el lugar de muestreo, la presencia de hervideros en superficie garantiza definitivamente la existencia de las ondas internas pudiendo conocer su posición exacta en cada momento y permitiendo muestrear allí donde éstas se encuentran.

2.3.2. Imágenes SAR

Las imágenes SAR analizadas en este trabajo proceden del European Remote Sensing Satellite 1 (ERS-1) puesto en órbita por la Agencia Espacial Europea (ESA) en 1991 y el ERS-2 lanzado por la ESA en 1995. Cada escena del SAR cubre un área de 100 Km x 100 Km y la imagen digital tiene 8000 píxeles con un tamaño de píxel de 12.5 m x 12.5 m. La mayoría de estas imágenes SAR se solicitaron a la ESA mediante un proyecto de categoría 1 (Ref. CAT1-1315), justificando su uso para fines científicos y otras han sido tomadas de artículos publicados como se indica en la tabla 2.II.

Fecha	Hora UTC	Satélite	Procedencia
6 febrero 1992	11:04	ERS-1	Izquierdo <i>et al.</i> (2001)
08 enero 1993	11:03	ERS-1	Brandt <i>et al.</i> (1996)
20 enero 1994	11:03	ERS-1	Brandt <i>et al.</i> (1996)
08 enero 1994	11:05	ERS-1	Brandt <i>et al.</i> (1996)
12 junio 1994	22:37	ERS-1	Office of Naval Research
2 enero 1996	11:02	ERS-1	ESA, CAT1-1315
3 enero 1996	11:02	ERS-2	ESA, CAT1-1315
24 marzo 1996	22:39	ERS-1	ESA, CAT1-1315
16 abril 1996	11:02	ERS-1	ESA, CAT1-1315
21 mayo 1996	11:02	ERS-1	ESA, CAT1-1315
4 noviembre 2002	22:37	ERS-2	ESA, CAT1-1315
21 mayo 2003	11:02	ERS-1	ESA, CAT1-1315

Tabla 2.II. Información acerca de las imágenes SAR que se mostrarán en el siguiente capítulo.

2.4. DESCRIPCIÓN DE LAS PRINCIPALES MEDIDAS ANALIZADAS

- Secciones de temperatura: Se trata de secciones construidas a partir de registros de XBTs, lanzados a lo largo de transectos longitudinales al estrecho durante las fases Umbral y Persecución en diferentes campañas (Tabla 2.III). Los XBTs utilizados son de dos tipos, T-10 y T-4, los cuales alcanzan profundidades de 200 y 460 metros respectivamente. En las figuras 2.3 y 2.4 se presentan las posiciones de los transectos que serán analizados en el siguiente capítulo.
- Secciones de velocidad: Pertenecen a la campaña principal del proyecto GIMIX y complementan la información proporcionada por las secciones de temperatura. Estos datos de velocidad fueron registrados por perfiladores Doppler (ADCP, del inglés, *Acoustic Doppler Current Profiler*) de RD Instrument, incorporados tanto en el B.O. Mytilus como en el B.I.O. Hespérides (ver configuraciones de los ADCPs en la tabla 2.IV).

Campaña	Fase	Fecha, hora UTC (Inicio/final)	Nº XBTs
GIMIX I	Umbral	22-05-02, 09:06 / 22-05-02, 10:13	32
	Persecución	22-05-02, 13:47 / 22-05-02, 14:18	28
GIMIX II	Persecución	06-11-02, 17:45 / 06-11-02, 18:08	24
GIMIX IV	Umbral	11-09-03, 12:18 / 11-09-03, 13:04	33
GIMIX VI	Umbral	13-10-04, 21:14 / 13-10-04, 21:42	14
	Umbral	13-10-04, 23:40 / 14-10-04, 00:06	14
	Umbral	14-10-04, 00:39 / 14-10-04, 01:03	14
Campaña Principal (B.O. Mytilus)	Umbral	12-11-03, 13:01 / 12-11-03, 14:00	52
	Umbral	12-11-03, 15:31 / 12-11-03, 16:55	76
	Persecución	12-11-03, 17:59 / 12-11-03, 18:26	28
	Persecución	14-11-03, 21:43 / 14-11-03, 22:24	42

Tabla 2.III. Información acerca de los lanzamientos de XBTs llevados a cabo durante las campañas piloto y principal.

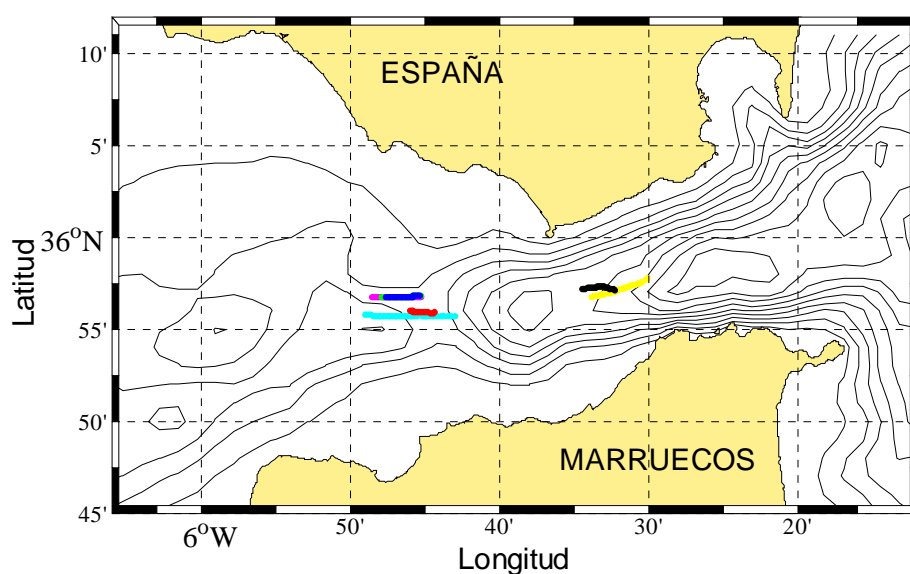


Figura 2.3. Mapa ilustrativo de los transectos realizados durante las campañas pilotos. Rojo: GIMIX I; celeste: GIMIX IV; azul, verde y magenta: GIMIX VI; amarillo: GIMIX I y negro: GIMIX II. Isóbatas similares a las de la figura 2.1.

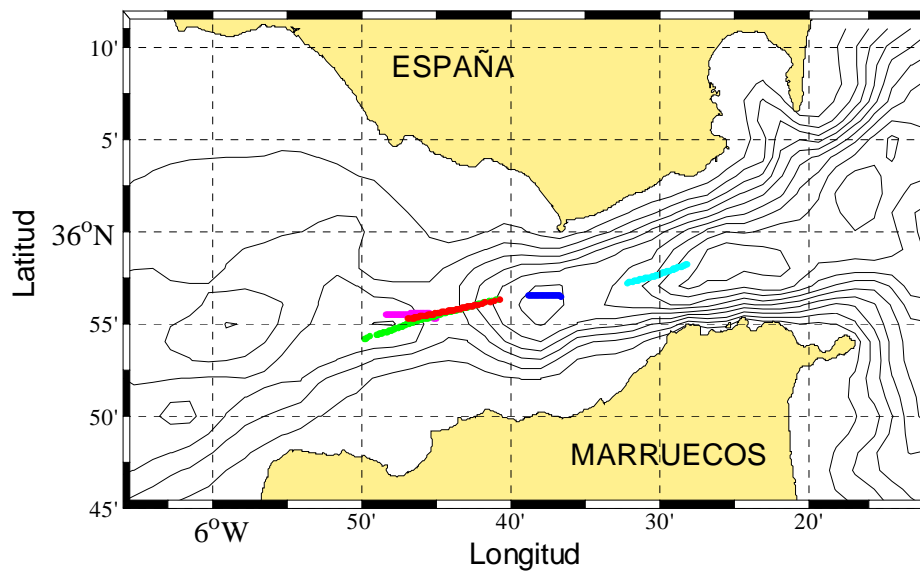


Figura 2.4. Transectos realizados durante la Campaña Principal. Magenta: transecto del B.I.O. Hespérides; rojo: primera fase Umbral del B.O. Mytilus; verde: segunda fase Umbral del B.O. Mytilus; azul: primera Persecución y celeste: segunda Persecución. Isóbatas similares a las de la figura 2.1.

Características	Campaña		
	Strait 94-96	B.O. MYTILUS	B.I.O. HESPÉRIDES
Fabricante	RDI	RDI	RDI
Frecuencia (Khz)	153.6	307.2	76.8
Rango Nominal (m)	400	120	700
Ángulos haces	20°	30°	30°
Orientación	Convexo	Cóncavo	Convexo
Ángulo haz 3	0°	45°	45°
Tamaño celdas (m)	10	4	8
Número celdas	28	50	100
Promediado (s)	900	60	300
Primer bin (m)	15.75	6.85	12.5
Orientación	up	down	down

Tabla 2.IV. Información sobre la configuración de los diferentes ADCP utilizados

- Series temporales en Camarinal: Se han analizado series temporales de salinidad procedentes de registros de SEACATs así como series temporales de la componente u de velocidad registrados por el ADCP fondeado durante la campaña Strait 94-96 (Fig. 2.5). La información acerca de la configuración del ADCP se recoge en la tabla 2.IV y la información acerca de los periodos de muestreo y profundidades de fondeo se encuentra en tabla 2.V.
- Series temporales en Tarifa y Boca Este del estrecho: Se trata de datos de velocidad registrados por correntímetros de rotor RCM 7 (Recorder Current Meter modelo 7) de Andraa fondeados en Tarifa y Boca Este del estrecho durante la campaña CGOI (Fig. 2.5). La información referente a los datos que se analizarán en el siguiente capítulo se encuentra recogida en la tabla 2.VI.

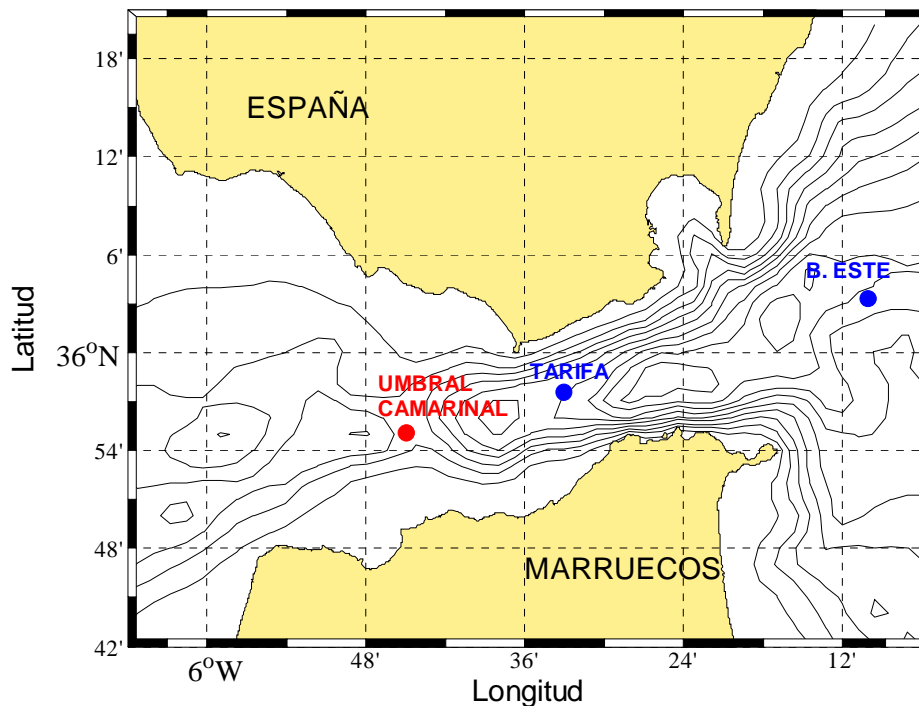


Figura 2.5. Mapa ilustrativo de las posiciones de los fondeos realizados en el experimento Strait 94-96 (rojo) y la campaña CGOI (azul). Isóbatas similares a las de la figura 2.1.

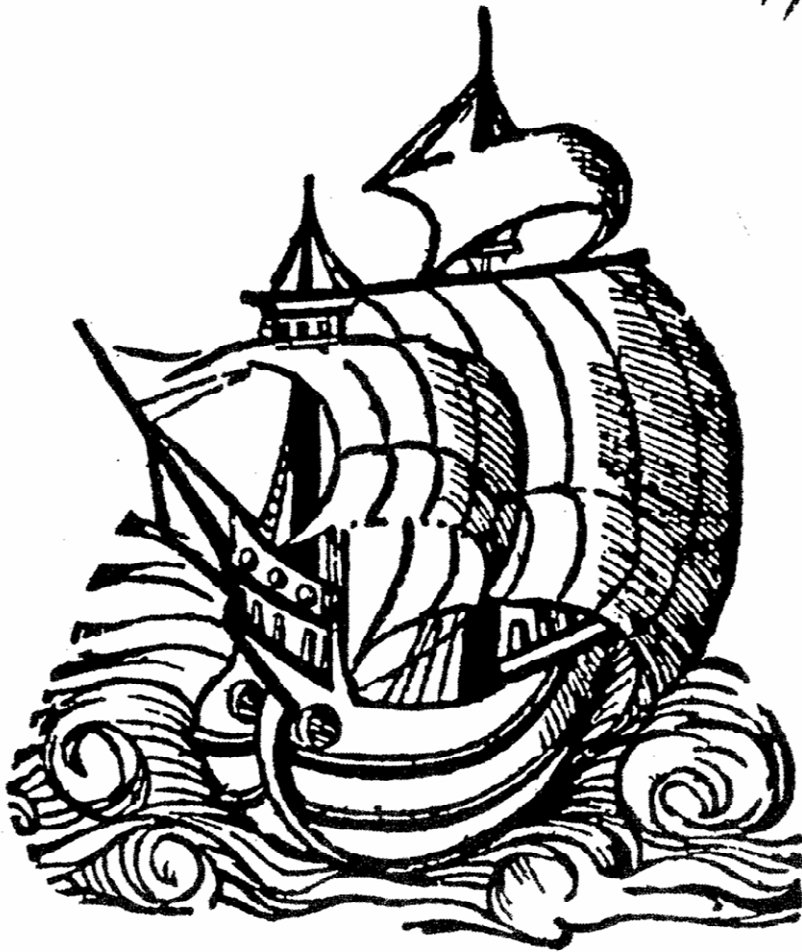
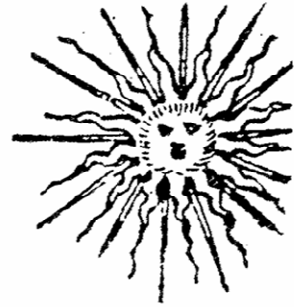
Fase	Instrumento	fecha, hora UTC (Inicio/final)	Δt (min)	Prof (m)
2	ADCP	20-10-94, 05:53 / 30-03-95, 06:23	15	45 a 255
	SEACAT	25-10-94, 18:00 / 30-01-95, 03:20	10	~30
4	ADCP	16-10-95, 07:53 / 20-04-96, 18:53	15	45 a 255
	SEACAT	16-10-95, 17:00 / 19-03-96, 21:20	10	~70

Tabla 2.V. Información sobre ADCP y SEACATs desplegados durante las fases 2 y 4 del experimento Strait 94-96 en el umbral de Camarinal ($\sim 35^{\circ} 55.1028' N$, $5^{\circ} 44.9627' W$). Datos cedidos por el Dr. Candela.

Fondeo	Latitud	Longitud	fecha, hora UTC (Inicio/final)	Δt (min)	Prof (m)
Tarifa	35° 57.58' N	05° 32.99' W	29-04-03, 14:43 / 22-05-03, 23:02	2	90
Boca Este	36° 03.35' N	05° 10.09' W	01-05-03, 09:32 / 13-05-03, 09:16	2	30
			13-05-03, 09:16 / 22-05-03, 23:02	2	60

Tabla 2.VI. Información acerca de los fondeos realizados en la campaña CGOI. Datos cedidos por el Dr. García-Lafuente.

Capítulo 3



Análisis de las observaciones de variables relacionadas con las ondas internas en el estrecho de Gibraltar

Las señales superficiales producidas por las ondas internas de gran amplitud en el estrecho de Gibraltar, consisten en bandas rugosas (hervideros) y lisas, que se corresponden con zonas de convergencia y divergencia, que las hacen fácilmente identificables a través de sistemas radar. De hecho, las ondas internas del estrecho se han estudiado mediante imágenes de la pantalla radar del barco (Frassetto, 1964), radares costeros (Ziegenbein, 1969; Watson y Robinson, 1990), imágenes SAR tomadas desde avionetas (Richez, 1994) y satélite ERS-1 (Alpers y La Violette, 1993; Brandt *et al.*, 1996).

Las imágenes radar han constituido una herramienta fundamental en el conocimiento de la generación y propagación de ondas internas. Uno de los estudios más completos fue el realizado por Watson y Robinson (1990), quienes realizaron un análisis detallado de imágenes procedentes de un radar costero situado en Gibraltar durante cinco semanas. En este estudio, comprobaron que la ocurrencia del bore podía tener lugar durante mareas muertas, hecho que hasta entonces sólo habían confirmado La Violette y Lacombe (1988) y más tarde confirmarían Bruno *et al.* (2002). Además, determinaron que el tiempo de llegada de las ondas internas a Gibraltar estaba relacionado con la intensidad de la corriente en superficie. Por otro lado, Pistek y La Violette (1999) analizando

registros de corrientes y temperatura en el mar de Alborán, encontraron que en condiciones de mareas vivas, cuando se esperaba la llegada de ondas solitarias procedentes del bore generado en el umbral de Camarinal (AF&FA-88) éstas no se generaron.

En este capítulo se pretende analizar los datos recopilados para el estudio de las ondas internas en el estrecho de Gibraltar descritos en el capítulo anterior, con el fin de profundizar en el conocimiento de la distribución espacio-temporal de las variables relacionadas con las ondas internas del estrecho que se tienen hasta el momento. Para ello, la exposición de los resultados obtenidos y su discusión se van a dividir en dos grandes bloques. En primer lugar, presentaremos una descripción espacial detallada de la estructura de las ondas internas durante su generación y propagación haciendo uso de imágenes SAR, secciones de temperatura y de velocidad. En segundo lugar, se realizará un análisis de registros temporales de las ondas internas a través de varias localizaciones fijas en el estrecho con el fin de conocer la periodicidad de ocurrencia y velocidad de propagación de las ondas.

3.1. DESCRIPCIÓN ESPACIAL DE LAS ONDAS INTERNAS

Dentro de este apartado comenzaremos por una descripción de imágenes SAR en las que se observan las señales superficiales producidas por las ondas internas en el estrecho de Gibraltar. A continuación, se mostrará cuál es la estructura del campo de temperatura asociado a dichas ondas en la zona del umbral de Camarinal durante la generación (fase Umbral), y durante su propagación hacia el Mediterráneo (fase Persecución). Por último, se describirá el campo de velocidad también en las fases de generación y propagación.

3.1.1. Descripción de ondas internas a través de imágenes SAR

El estudio de una secuencia de imágenes recogidas por un radar costero, permitió a Watson y Robinson (1990) encontrar una relación entre los tiempos de llegada de trenes de onda a Gibraltar en relación con el momento en que se produce la pleamar en Tarifa (HW, del inglés, High Water). Hasta la fecha, todos los trabajos realizados sobre las

ondas internas del estrecho han usado como referencia la fase de la marea vertical en relación con la llegada de las ondas internas a una determinada localización. Sin embargo, dado que se conoce que las ondas se generan durante la máxima saliente de marea (AF&FA-88) y que su llegada a un punto concreto depende de la corriente superficial (Watson y Robinson, 1990) parece más lógico emplear como referencia la fase de corriente de marea superficial y no la altura de marea. Como la onda de marea tiene un carácter prácticamente estacionario dentro del estrecho, se pueden relacionar la corriente y altura de marea, de manera que la saliente en Camarinal (OF, del inglés OutFlow) se produce 3 horas antes de la pleamar en Tarifa ($OF=HW-3$). Teniendo esta relación en cuenta, podremos comparar nuestros resultados con los obtenidos por el resto de autores.

En la figura 3.1, se muestra una serie de imágenes SAR procedentes de satélites donde se observa la evolución de las ondas internas, desde su generación en el umbral de Camarinal, hasta su llegada al mar de Alborán. Esta secuencia de imágenes SAR no pertenece al mismo evento, ya que la frecuencia temporal del satélite no lo permite, sino que pertenece a diferentes eventos captados a lo largo de su propagación hacia el mar Mediterráneo. Cada imagen está acompañada por una predicción de corriente superficial (a 45 m) en el umbral de Camarinal de un día de duración donde se indica el momento en que se adquirió dicha imagen. La escasez de imágenes en la secuencia seleccionada y la dificultad de conocer con exactitud la posición de las ondas internas, nos impide realizar un estudio tan completo como el realizado por Watson y Robinson (1990), sin embargo, nos sirve de referencia para conocer, a groso modo, la relación entre la posición de la onda interna y la fase de corriente de marea superficial y comprobar la calidad del uso de las predicciones de corriente a lo largo del capítulo.

En la primera imagen (Fig. 3.1a) se observan dos bandas bien definidas sobre el umbral de Camarinal. Según la posición donde aparecen las ondas, y la fase de corriente de marea en la que se encuentran, máxima saliente, se trata de las ondas internas de gran amplitud en la fase de generación.

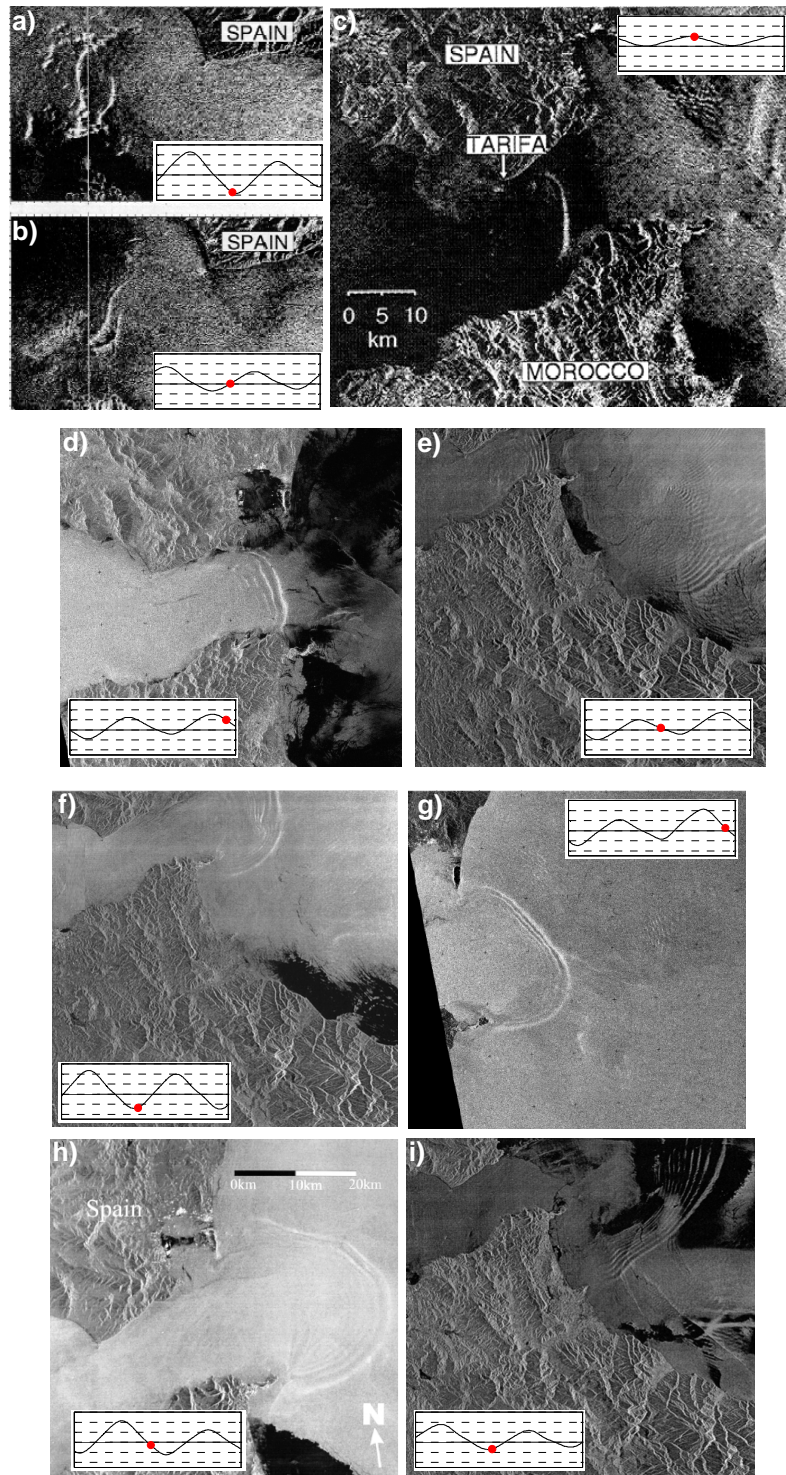


Figura 3.1. Imágenes SAR correspondientes a los días: a) 08-01-93, b) 08-01-94, c) 20-01-94, d) 24-03-96, e) 21-05-96, f) 16-04-96, g) 12-06-94, h) 06-02-92 e i) 03-01-96.

En la siguiente imagen (Fig. 3.1b) podemos ver que, coincidiendo con el cambio de corriente en superficie de saliente a entrante (HW), las ondas se encuentran ligeramente desplazadas con respecto a su posición inicial, por lo que esta imagen pertenece a los primeros momentos de propagación hacia el Este, lo cual está de acuerdo con AF&FA-88. En la tercera imagen (Fig. 3.1c) se encuentra un único frente de onda al Este de Tarifa durante la máxima entrante (HW+3). Las dos siguientes imágenes (Figs. 3.1d, e) muestran que entre la máxima entrante (HW+4) y el siguiente paso por cero (OF-3), las ondas se encuentran a la altura de la bahía de Algeciras. En las últimas imágenes (Figs. 3.1f-i) las ondas internas desembocan y se adentran en el mar de Alborán, al menos, 12 horas después de su generación en el umbral.

La secuencia de imágenes, sintetiza de una manera ilustrativa el proceso de generación y propagación del bore interno descrito por AF&FA-88. Las ondas se generan en el umbral de Camarinal cuando el flujo se dirige hacia el océano Atlántico (OF) y se liberan poco antes de la pleamar en Tarifa comenzando su propagación hacia el Este a medida que se desintegran dando lugar a un conjunto de ondas de gran amplitud y corto periodo que penetran en el mar de Alborán. El paso del tren de ondas por Gibraltar, HW+6, está de acuerdo con los tiempos de llegada calculados por Watson y Robinson (1990) los cuales estimaron que variaba entre HW+4 y HW+9.

Si nos fijamos, la tercera imagen (Fig. 3.1c) corresponde a una situación de mareas claramente muertas, donde la saliente en superficie es casi despreciable, o incluso nula. Sin embargo, en contra de las observaciones de AF&FA-88 se ha generado una onda interna, lo cual confirma las observaciones de Watson y Robinson (1990), La Violette y Lacombe (1988) y Bruno *et al.* (2002).

3.1.2. Campo de temperatura asociado a las ondas internas

En esta sección se va a realizar un recorrido por orden cronológico de los principales resultados encontrados en las campañas piloto GIMIX, centrándonos en los datos de temperatura procedentes de las secciones de XBT realizadas en las fases Umbral y Persecución (Tabla 2.III).

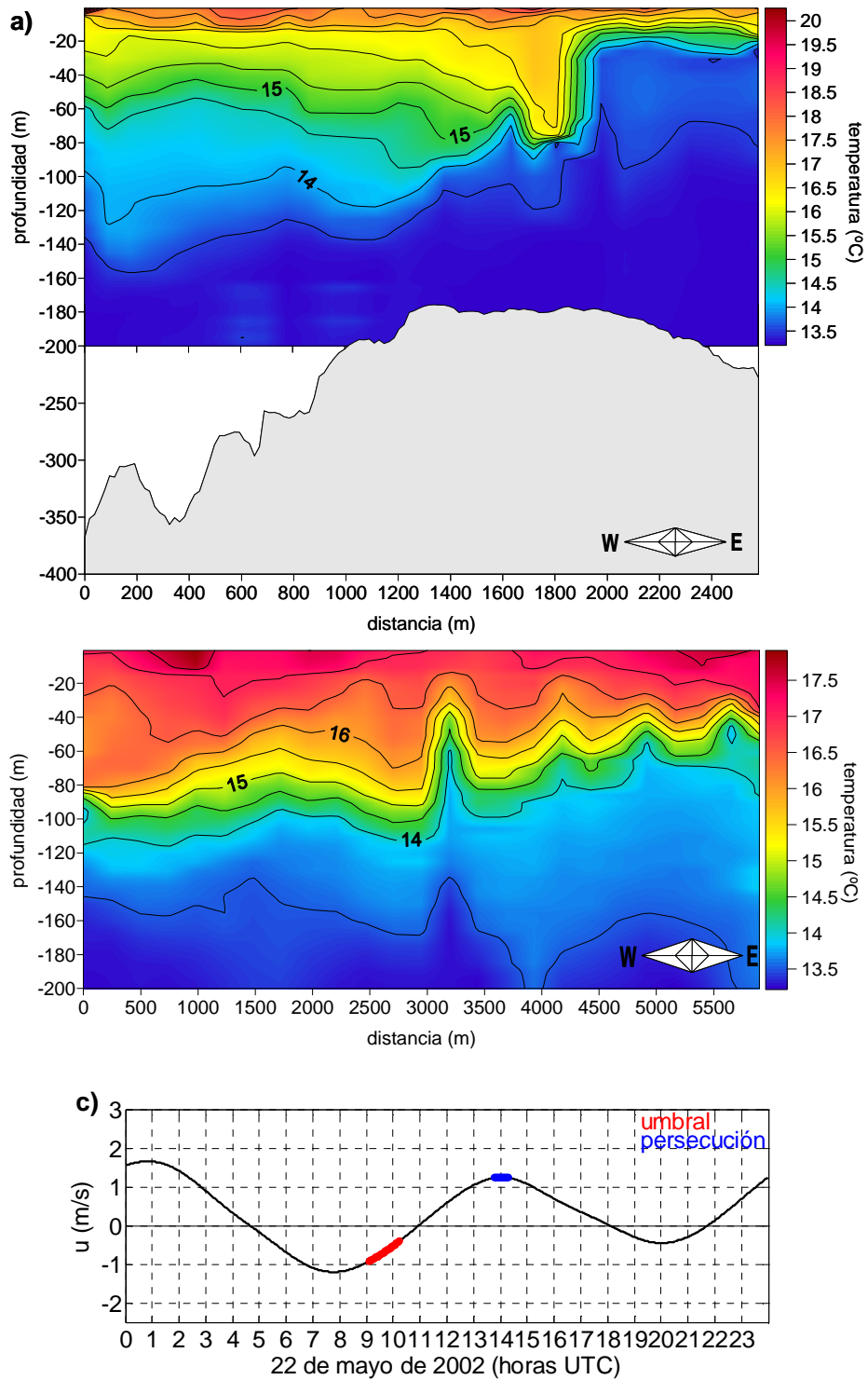


Figura 3.2. Secciones de temperatura de GIMIX I. a) fase Umbral; b) Persecución y c) predicción de corrientes en Camarinal indicando los periodos de muestreo.

El diseño de campaña se puso por primera vez en práctica durante la campaña GIMIX I. El 22 de mayo de 2002, una hora después de la máxima saliente superficial, podíamos ver el establecimiento de zonas de hervideros y calma extendiéndose desde el umbral de Camarinal hacia el Atlántico. Realizamos un transecto de unos 2500 m a través del umbral (Fig. 2.4, rojo) lanzando XBTs desde la borda del barco. Bajo las señales superficiales se encontró una estructura de temperatura bien definida (Fig. 3.2a).

Sobre la cumbre del umbral, se observa un salto hidráulico, de unos 60 m de altura, que separa dos regiones claramente diferenciadas. Desde el salto hidráulico hacia el Este, los primeros 30 m la columna de agua se encuentra fuertemente estratificada con un marcado gradiente de temperatura entre 14 °C y 17.5 °C. Desde el salto hidráulico hacia el Oeste, el gradiente vertical de temperatura es considerablemente más suave encontrándose que la temperatura varía de 13.5 °C a 18 °C en los 140 primeros metros de la columna de agua.

Una vez terminada la fase umbral, estuvimos esperando a que los hervideros superficiales comenzaran a propagarse hacia el mar Mediterráneo. Una vez en movimiento, el barco los persiguió hasta sobrepasarlos a la altura de Tarifa (Fig. 2.4, amarillo) coincidiendo con la máxima entrante en Camarinal (HW+3) (Fig. 3.2c). En la sección de XBTs, corregida por el efecto Doppler (Fig. 3.2b), se ven cuatro ondas internas, fruto de la desintegración del salto hidráulico en su propagación hacia el Este, la última de ellas de mayor amplitud*, 60 m, y las restantes de bastante menor amplitud, unos 20 m. La longitud de la última onda (990 m) es también mayor que las dos restantes (740 m).

El 6 de noviembre de 2002, se realizó otra fase Persecución pero no pudo realizarse la correspondiente fase Umbral. Sin embargo, se dispone de una imagen SAR adquirida el 4 de noviembre durante la máxima saliente. En ella (Fig. 3.3) se detectan dos bandas bien definidas sobre Camarinal reflejando las señales superficiales asociadas a la generación del salto hidráulico en el umbral. A la vista de la predicción de corrientes en Camarinal (Fig. 3.4b), es plausible suponer que si el 22 de mayo de 2002 (GIMIX I) se generó un salto hidráulico en Camarinal durante la saliente, con una intensidad algo

* Por comodidad, de aquí en adelante consideraremos la amplitud como el desplazamiento vertical, de cresta a seno, de las oscilaciones.

inferior a 1.5 m s^{-1} , y el 4 de noviembre de 2002 (imagen SAR) se generó con una máxima saliente ligeramente superior a 1.5 m s^{-1} , entonces, las ondas internas registradas en Tarifa el día 6 de noviembre de 2002, debieron de generarse este mismo día durante la saliente ($\sim 12:00 \text{ UTC}$) ya que la intensidad de corriente, 2 m s^{-1} , supera a la de los eventos anteriores. En la sección de XBTs (Fig. 3.4a) se encuentra que la estructura de temperatura de las ondas internas registradas a su paso por Tarifa, dista bastante de la encontrada en GIMIX I. En este caso, las ondas están bastante más definidas y son más regulares. Su amplitud varía entre 20 y 70 m y su longitud de onda entre 900 y 1200 m.

El 11 de septiembre de 2003 se realizó otra fase Umbral cubriendo un transecto de 9 Km a lo largo del umbral de Camarinal (Fig. 2.4, celeste). El muestreo se realizó poco después de la máxima saliente en periodo de mareas vivas (Fig. 3.6b). Los hervideros presentes en la zona durante el muestreo, fueron fotografiados (Fig. 3.5a) desde una avioneta contratada con el fin de observar la distribución espacial de las señales superficiales. En la fotografía se observan dos bandas de hervideros sobre Camarinal similares a las encontradas en las imágenes SAR adquiridas durante la fase del flujo saliente (Figs. 3.1a, 3.3).

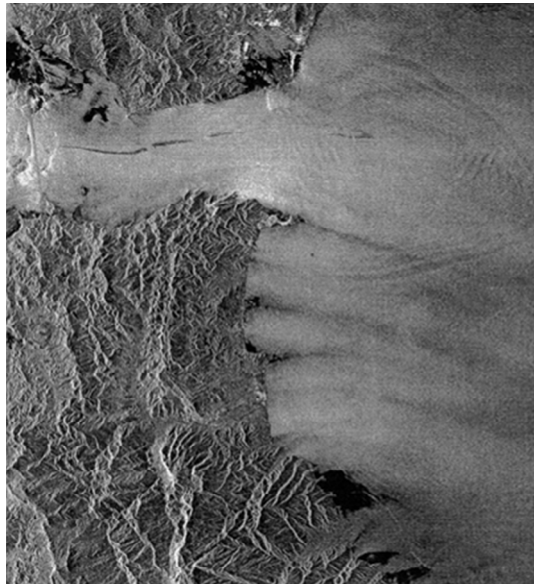


Figura 3.3. Imagen SAR correspondiente al 4-11-2002.

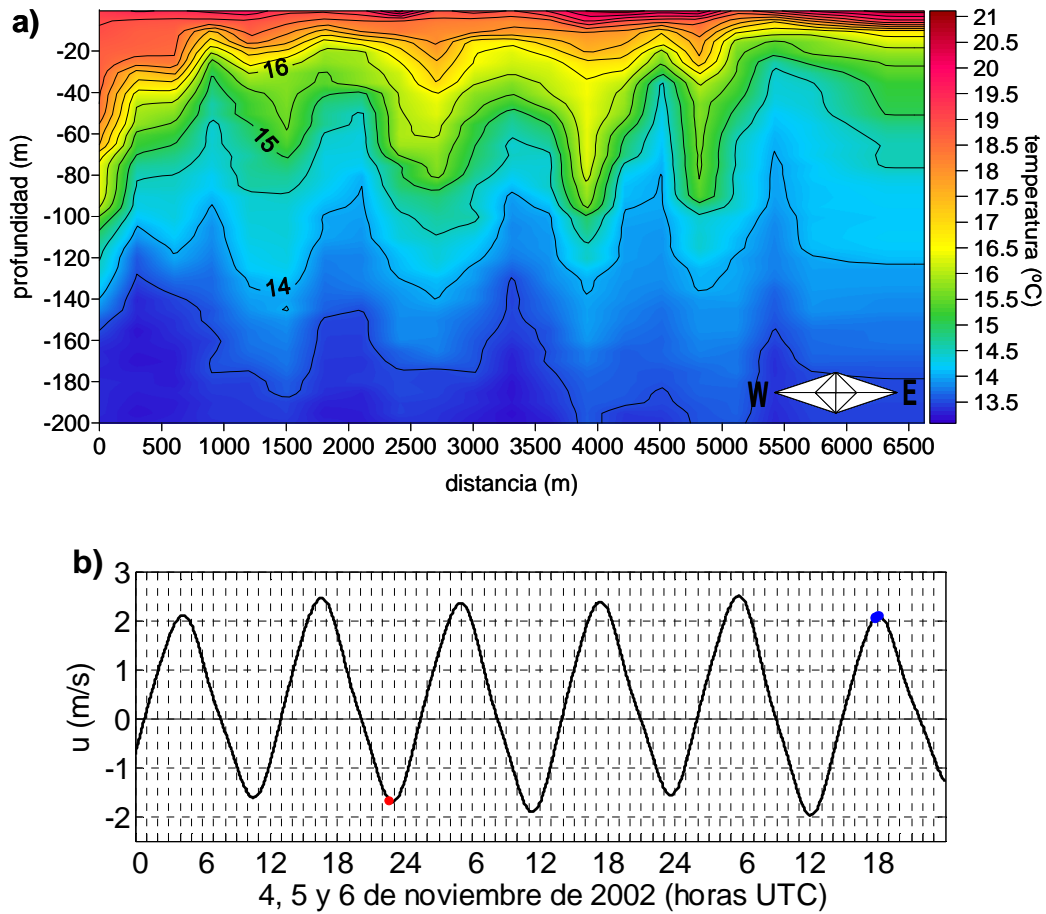


Figura 3.4. Sección de temperatura perteneciente a GIMIX II. a) Persecución y b) predicción de corrientes en Camarinal indicando el momento en que se tomó la imagen SAR (rojo) y se desarrolló la fase Persecución (azul).

Bajo estas señales (Fig. 3.6a) se observa una estructura bastante parecida a la encontrada en la fase Umbral de GIMIX I. De nuevo se aprecia un salto hidráulico, aunque en esta ocasión es algo mayor, unos 70 m de altura, y está situado sobre la pendiente Oeste del Umbral. Otra característica común con respecto a la fase Umbral de GIMIX I, es la diferencia en la estructura vertical delimitada por el salto hidráulico. Al Este del salto se produce un pronunciado gradiente de temperatura, de 13.5 °C a 16 °C en los 40 m superficiales. Al Oeste del salto, este gradiente se suaviza, de 13.5 °C a 17 °C en los primeros 120 m de la columna de agua. A menor escala, se observan otras características. Por un lado, al Este del salto hidráulico, sobre el fuerte gradiente de temperatura, se aprecia una ondulación interna de pequeño tamaño coincidente con una

ondulación batimétrica. Por otro lado, al Oeste del salto hidráulico, donde el gradiente se suaviza, parece adivinarse, junto con la separación de las isothermas, una cierta estructura de oscilación de las mismas en antifase.

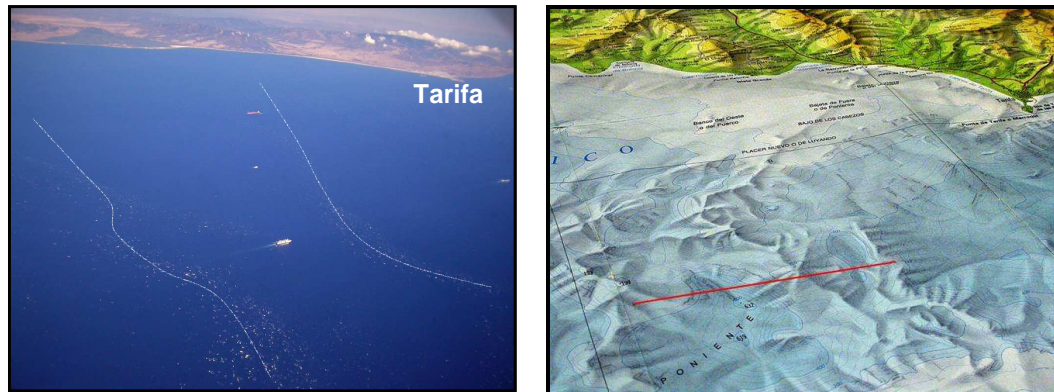


Figura 3.5. Fotografía aérea de las señales superficiales producidas por ondas internas (izquierda) y mapa batimétrico correspondiente al área de la fotografía en el que se señala en rojo el transecto realizado por el barco (derecha).

En octubre de 2004 tuvo lugar la última campaña piloto GIMIX. En ella, se llevaron a cabo tres fases Umbral consecutivas (OF-2, OF+1 y OF+2, Fig. 3.7b) al Norte del umbral de Camarinal (Fig. 2.4, azul, verde y magenta). La idea era realizar el mismo transecto en tres fases de marea diferentes con el fin de registrar la estructura de temperatura asociada al salto hidráulico antes, durante y después de su generación (Fig. 3.7a). Antes de la máxima saliente, se genera una onda interna de unos 80 m de amplitud y 1500 m de longitud de onda. Se trata de una estructura en la que las isothermas se encuentran completamente en fase y, por lo que hemos podido registrar, se compone, al menos, de dos senos y una cresta quedando la incertidumbre de lo que ocurre más hacia el Este. Al Oeste del segundo seno, las isothermas se separan y se organizan en antifase, provocando un calentamiento, respecto al Este, entre los 120 y 200 metros de la columna de agua. Poco después de la máxima saliente, aparece la formación de un salto hidráulico con características similares a las encontradas en las ocasiones anteriores. De nuevo, se observa una zona de fuerte gradiente de temperatura al Este del salto hidráulico, concentrándose en los primeros 20 m superficiales, y una zona de suave gradiente y estructura en antifase al Oeste. Por último, poco antes del cambio de corriente, se observa

como el salto hidráulico se ha desplazado unos 700 m hacia el Este, con respecto a su posición anterior, mientras que la estructura en antifase se mantiene prácticamente en la misma posición. Esta última sección, por tanto, representa el momento inicial de la propagación del salto hidráulico hacia el mar Mediterráneo, donde además, se pueden ver los primeros efectos de la desintegración del mismo, ya que tras él, se observa la presencia de una pequeña onda interna que permanecía ausente en las secciones anteriores.

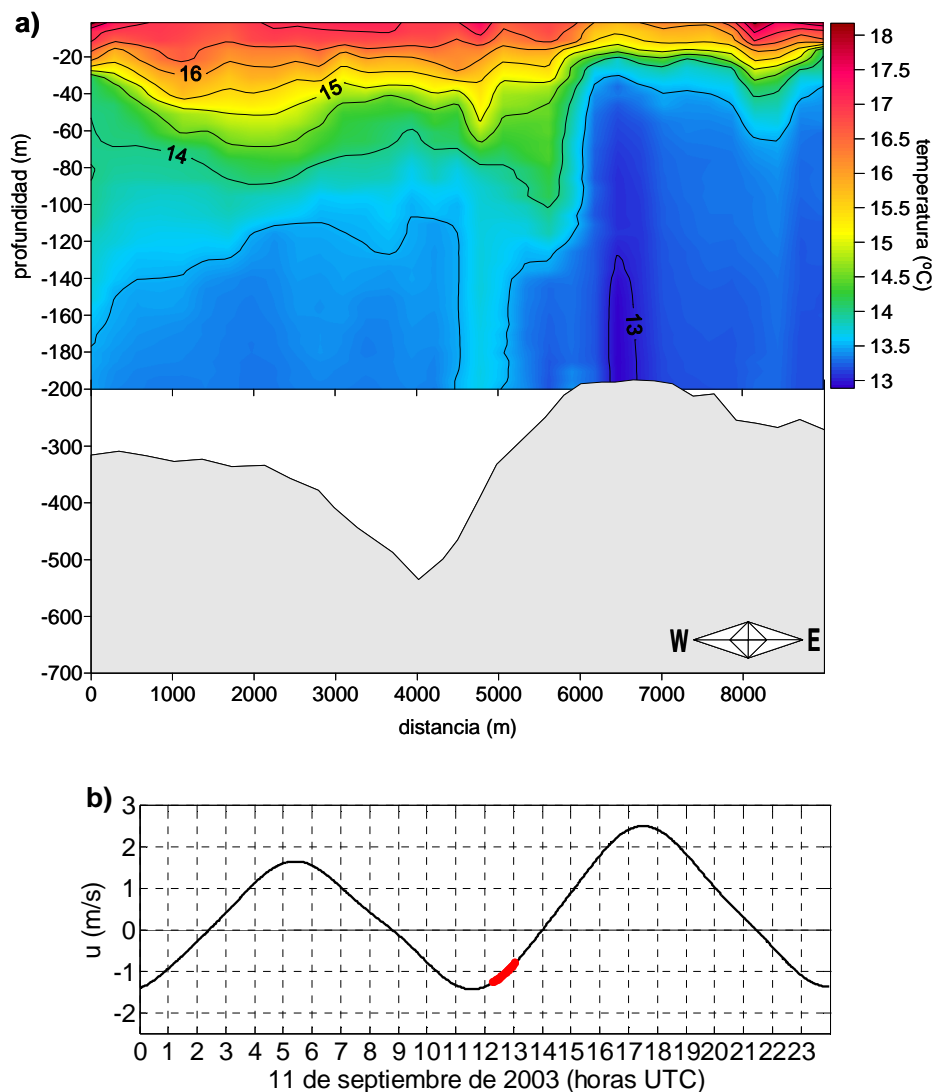


Figura 3.6. Sección de temperatura perteneciente a GIMIX IV. a) Fase Umbral y b) predicción de corrientes en Camarinal indicando el periodo en el que se desarrolló la fase Umbral.

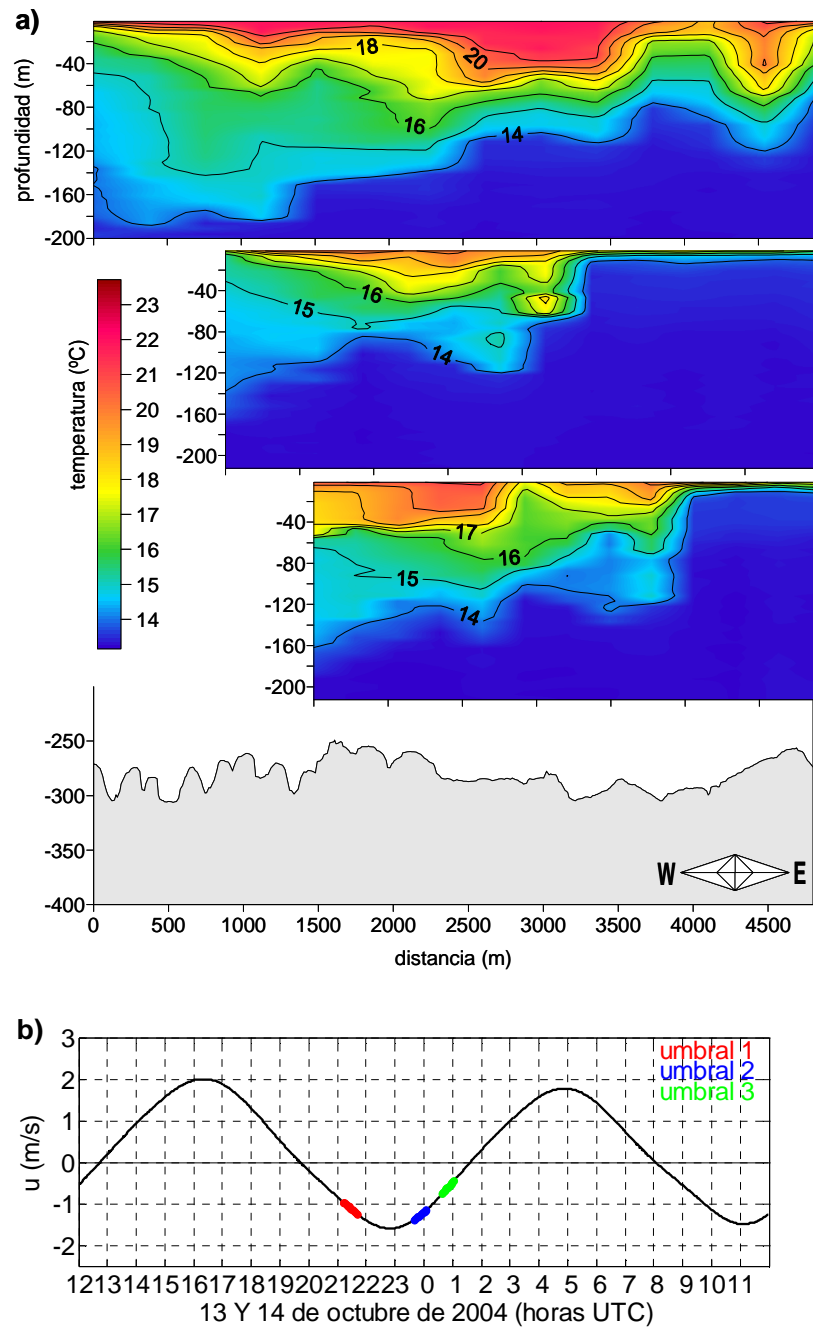


Figura 3.7. Secciones de temperatura de GIMIX VI. a) Tres fases Umbral consecutivas y b) predicción de corrientes en Camarinal indicando los periodos en los que se desarrollaron las tres fases.

A pesar de las diferencias encontradas en amplitud y longitud de onda entre un evento y otro, las estructuras de temperatura registradas en Camarinal y Tarifa poseen una serie de características comunes. Como característica general a las secciones de temperatura registradas durante la fase Umbral, cabe destacar que el proceso de generación de la onda interna en Camarinal comienza antes de la máxima saliente de corriente y que se libera cuando la corriente se debilita, antes del cambio de signo (HW). Una vez que el salto hidráulico está establecido, se observa que la estructura de temperatura cambia drásticamente en pocos metros, encontrándose una región, al Este del salto, donde los primeros metros de la columna de agua se encuentran fuertemente estratificados. La onda interna, caracterizada por un frente interno completamente vertical, separa, por debajo de la capa superior estratificada, una región de agua fría de una cálida. Al Oeste del frente, las isotermas se separan, disminuyendo la estratificación y produciendo un calentamiento generalizado de los 150 m superficiales. Esta distribución de temperatura es muy similar a las secciones de temperatura, salinidad y densidad recogidas por otros autores (Bruno *et al.* 2002; Echevarría *et al.*, 2002) en las que se observa una clara relación entre las oscilaciones de temperatura, salinidad y densidad, pudiéndose identificar la intensa estratificación de temperatura de la capa superficial con una posición de la interfaz extremadamente elevada. En cuanto a la llegada de las ondas internas a Tarifa, se observa que en ambas ocasiones fueron registradas durante la máxima entrante (HW+3) lo cual, está de acuerdo con los tiempos de llegada registrados por AF&FA-88 y Richez (1994). En este caso, las dos secciones de temperatura son bastante diferentes. En el trabajo de Send y Baschek (2001) se presenta una serie temporal del campo de salinidad alterado por el paso de la onda interna de gran amplitud en un punto de muestreo intermedio a los nuestros (Camarinal y Tarifa) y al Este de Gibraltar, permitiéndonos completar de manera descriptiva la información en cuanto al proceso de propagación y desintegración del bore interno. La llegada de la onda interna al primer punto, se identifica con un hundimiento repentino de la interfaz (considerada como la isohalina de 37.4 psu). Instantes previos a este hundimiento, la interfaz se sitúa muy somera (~30 m) y tras el paso del primer frente le siguen tan sólo dos ondas de menor amplitud. En la sección más oriental, se observa un tren de ondas más numeroso, pero de menor amplitud, y su llegada se detecta por un

hundimiento de la interfaz menos pronunciado, ya que la interfaz no se encuentra tan elevada antes de la llegada del tren de ondas y la amplitud del primer frente ha disminuido desde que se observó en el punto anterior.

3.1.3. Perturbación del campo de velocidad asociada a las ondas internas

Hasta el momento se ha visto el campo de temperatura asociado a las ondas internas durante su proceso de generación, en el umbral de Camarinal, y durante su propagación hacia el mar Mediterráneo. En este apartado, se van a analizar simultáneamente nuevas secciones de temperatura (XBTs) y de velocidad (perfiladores de corriente Doppler) registradas durante las fases Umbral y Persecución correspondientes a la campaña principal.

La primera sección se realizó durante la máxima saliente (Fig. 3.8c) del 12 de noviembre de 2003 sobre el umbral de Camarinal (Fig. 2.5, magenta) a bordo del B.I.O. Hespérides. A diferencia del resto de transectos, llevados a cabo a bordo del B.O. Mytilus, en éste no se dispone de datos de temperatura, sin embargo, el perfilador de corrientes Doppler empleado tiene un mayor alcance y permite identificar estructuras más profundas que en los siguientes.

En la sección de velocidad (Fig. 3.8a) se observa la entrada desde el Este de un intenso flujo saliente ($\sim 1.5 \text{ m s}^{-1}$) prácticamente uniforme en los 150 m superficiales y que parece disminuir ligeramente en el resto de la columna de agua que abarca, al menos, 1500 m de extensión longitudinal desde la cumbre del Umbral hacia el Este. Hacia el Oeste, el flujo disminuye bruscamente, hasta casi anularse, en los 150 m más superficiales. Simultáneamente, se produce una intensificación de la corriente, llegando a superar los 2.5 m s^{-1} en la capa inferior, mientras se adentra pendiente abajo sobre la abrupta batimetría del umbral. Por desgracia, por problemas de reflexión en el fondo, las medidas de velocidad en las cercanías del mismo no son fiables y esto nos impide observar qué ocurre en los últimos metros de la columna de agua. Hasta donde podemos ver, el flujo se debilita durante los primeros metros de caída y, sorprendentemente, se produce una ramificación de intenso flujo ascendente de $\sim 2 \text{ m s}^{-1}$. La imagen de ecosonda correspondiente al mismo transecto (Fig. 3.8b) presenta una gran coherencia

con los datos de velocidad, revelando una mayor concentración de material en suspensión en aquellas zonas de la columna de agua donde las corrientes son más débiles, así como en las cercanías del fondo.

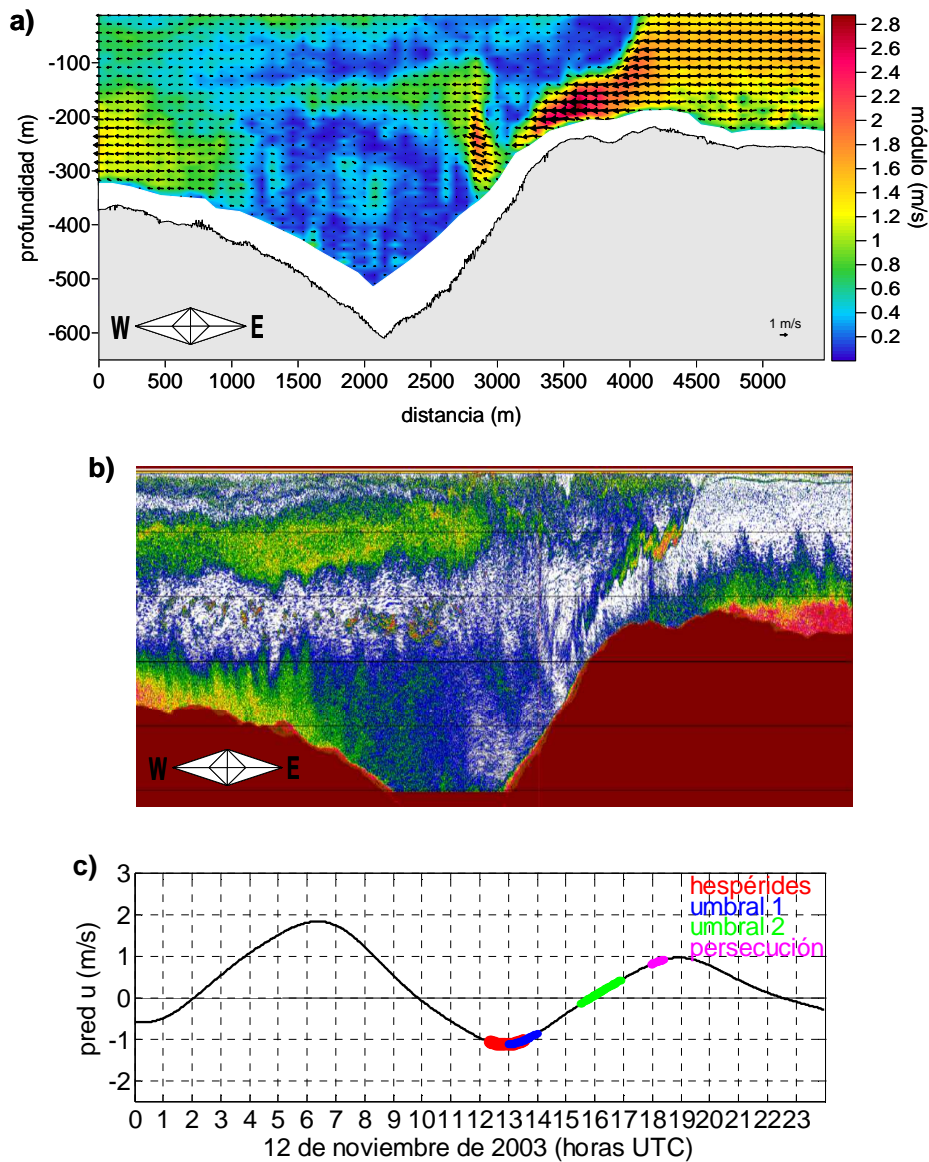


Figura 3.8. Fase Umbral perteneciente al B.I.O. Hespérides. a) Sección de velocidad; b) sección de ecosonda EK500 y c) predicción de corrientes en Camarinal indicando el periodo en el que se desarrollaron todos los transectos del día 12-11-2003.

El segundo transecto se realizó aproximadamente una hora después del comienzo del transecto anterior, coincidiendo ambos muestreos durante un tiempo (Fig. 3.8). El B.O. *Mytilus* mantenía comunicación por radio con una avioneta que sobrevolaba la zona del umbral de Camarinal y nos indicaba la extensión de los hervideros con el fin de que pudiéramos realizar el transecto a lo largo de toda la zona afectada por ellos (Fig. 2.5, rojo). En los resultados (Fig. 3.9b) se observa una clara correspondencia de la distribución de temperatura con el perfil batimétrico. De Este a Oeste, las isothermas, en principio con una débil estratificación, ascienden paulatinamente de igual manera que lo hace el fondo, produciéndose un fuerte gradiente de temperatura sobre la cumbre del umbral y con dos ondas de pequeña amplitud situadas sobre dos pequeñas depresiones batimétricas. A continuación, la batimetría y las isothermas descienden bruscamente (~120 m) encontrándose de nuevo un menor gradiente de temperatura en esta zona y una estructura de las isothermas en antifase. En cuanto a la velocidad, se encuentra el mismo flujo intenso y homogéneo que veíamos en los 150 metros superficiales de parte oriental de la sección del B.I.O. Hespérides, pudiendo observar, gracias a la mayor longitud del transecto realizado, que su extensión es de al menos 7 Km. Coincidiendo con el salto hidráulico, la componente u de la velocidad sufre un intenso gradiente (de -1.6 a -0.2 m s^{-1}) el cual queda también reflejado en los contornos de velocidad de la gráfica siguiente (Fig. 3.9c). Además, justo sobre la caída del umbral, y coincidiendo con la caída de isothermas, se produce un fuerte aumento de la componente vertical hacia abajo de hasta -40 cm s^{-1} (Fig. 3.9d). A partir de este punto, sobre el seno de la batimetría, la velocidad se hace prácticamente despreciable y la dirección muestra un carácter más heterogéneo. Los bruscos cambios de velocidad provocados por el salto hidráulico y por otras ondas internas de menor tamaño (como las originadas sobre la cumbre del Umbral) son los responsables de la formación de zonas de convergencias y divergencias que en superficie producen las bandas de hervideros y calma. La gráfica superior (Fig. 3.9a) representa la componente longitudinal de velocidad en superficie y el gradiente de la misma a lo largo del trayecto realizado. Puede observarse, que el mayor gradiente, y por tanto el mayor hervidero, se produce sobre el frente interno, pero además, existen otros hervideros de menor intensidad, antes y después de éste, provocados por pequeñas oscilaciones internas.

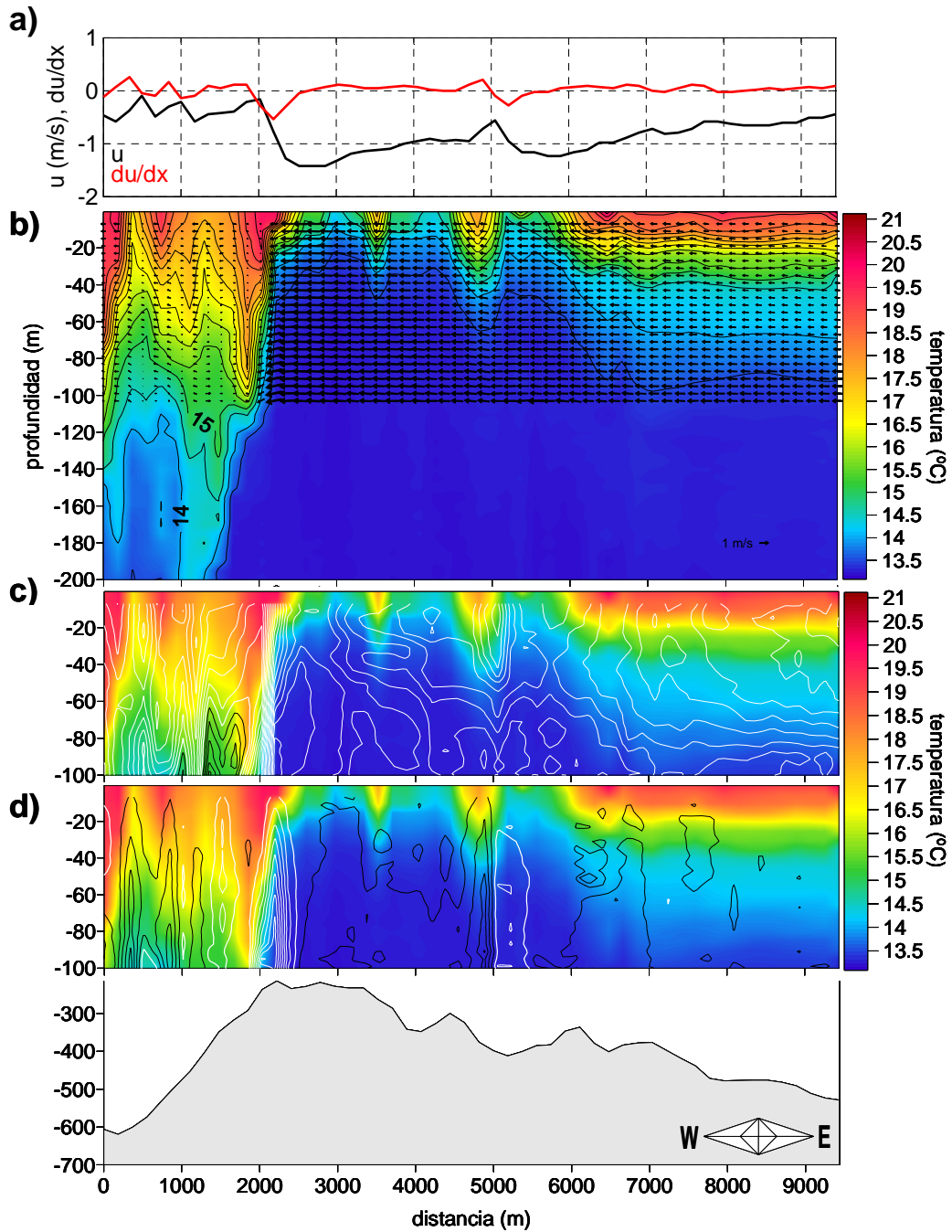


Figura 3.9. Primera fase Umbral del B.O. Mytilus. a) u y gradiente de u en superficie; b) sección de temperatura y vectores de velocidad ($u-w$); c) sección de temperatura e isolíneas de velocidad (u) y d) sección de temperatura e isolíneas de velocidad (w) sobre el fondo batimétrico.

El mismo día, se realizó otra fase Umbral poco antes del cambio de corriente superficial (HW) (Fig. 3.8c). Desde la avioneta se divisó un mayor número de hervideros que se extendían hacia el Oeste, por lo que el transecto fue más largo que el anterior (Fig. 2.5, verde). Bajo los hervideros, descubrimos que el salto hidráulico se había convertido en dos ondas internas de gran amplitud (~ 120 m) y una longitud de onda de ~ 1300 m, seguidas de una gran cantidad de ondulaciones internas de mucha menor amplitud que estaban comenzando su viaje hacia el Mediterráneo.

El campo de velocidad también había cambiado radicalmente, observándose que sobre un débil flujo entrante, predominaban dos zonas asociadas a las dos ondulaciones internas de gran amplitud donde la velocidad de corriente entrante se intensificaba notablemente (Fig. 3.10b). En los contornos de velocidad (Figs. 3.10c, d) se distingue una intensificación de corrientes entrantes sobre los senos de las ondas, con valores máximos de 1.2 m s^{-1} , y una disminución de las entrantes (e incluso un incremento de las salientes) bajo las crestas, con valores máximos de -80 cm s^{-1} . Por otro lado, se produce una intensificación de los valores negativos de la componente vertical de velocidad entre cresta y seno, y de los valores positivos entre seno y cresta, llegando a alcanzar valores máximos de -40 cm s^{-1} y 40 cm s^{-1} , respectivamente. Asociados a los gradientes horizontales de velocidad, se produjeron dos hervideros de gran magnitud, situados entre cresta y seno de cada onda interna, y una gran cantidad de pequeños hervideros detrás.

Poco antes de la máxima entrante en Camarinal, HW+3, (Fig. 3.8c) llegaron las ondas internas a Tarifa, donde realizamos la fase Persecución (Fig. 2.5, azul). Lo primero que se observa, es la llegada de un gran frente cálido seguido de 3 ondas internas con paulatinamente menor amplitud (155-30 m) y con una longitud de onda entre 1000 y 1800 m. El campo de velocidad se encuentra completamente relacionado con el campo de temperatura, observándose el mismo comportamiento que en el caso anterior. En los contornos de la componente longitudinal de velocidad (Fig. 3.11c) se produce una intensificación de corrientes entrantes, sobre los senos de las ondas, y una disminución de las entrantes (e incluso un incremento de las salientes bajo las crestas). En cuanto a la velocidad vertical (Fig. 3.11d), ésta también se comporta igual que en transecto anterior: intensificación de los valores negativos entre cresta y seno, y de los valores positivos entre seno y cresta.

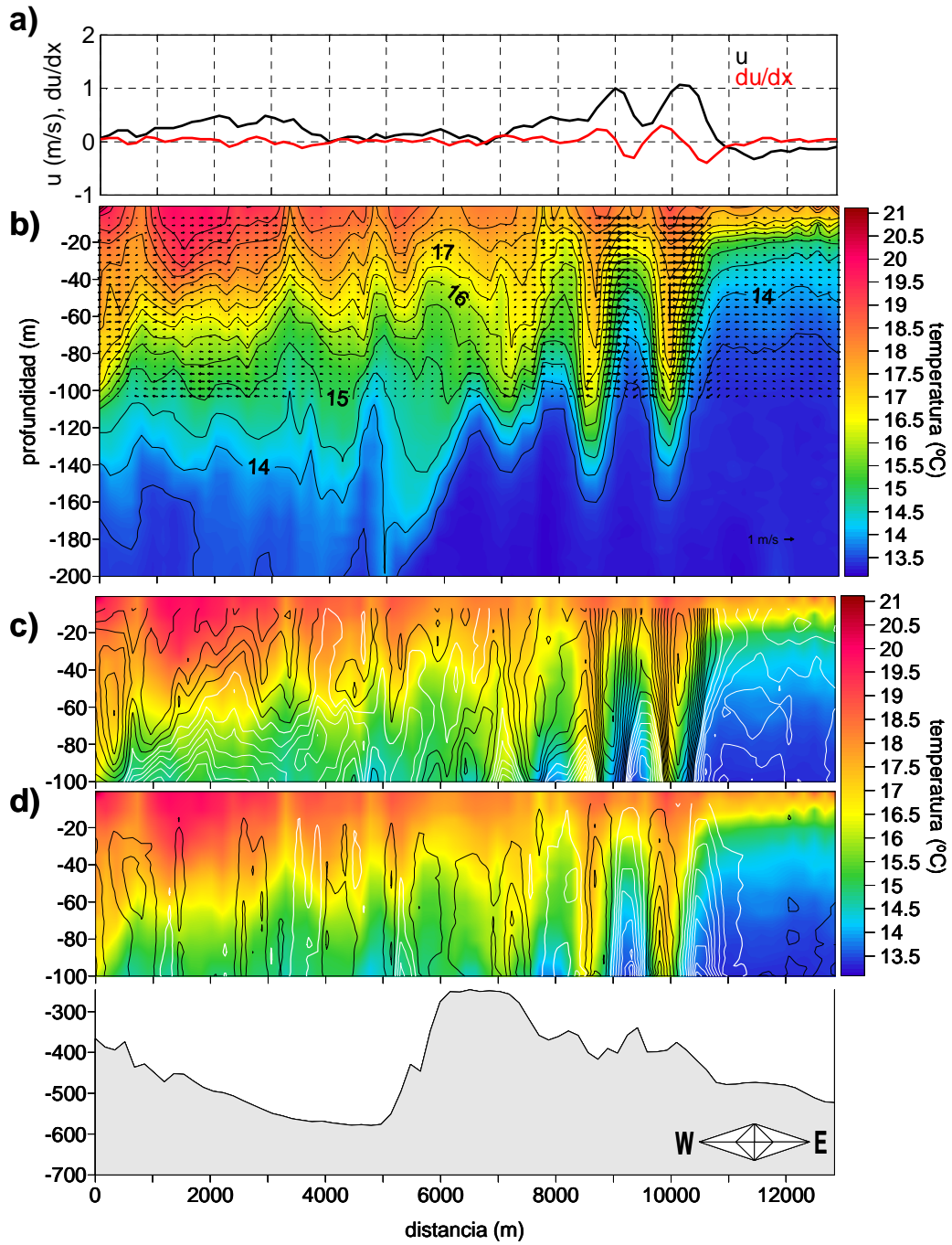


Figura 3.10. Segunda fase Umbral del B.O. Mytilus. a) u y gradiente de u en superficie; b) sección de temperatura y vectores de velocidad ($u-w$); c) Sección de temperatura e isolíneas de velocidad (u) y d) sección de temperatura e isolíneas de velocidad (w) sobre el fondo batimétrico.

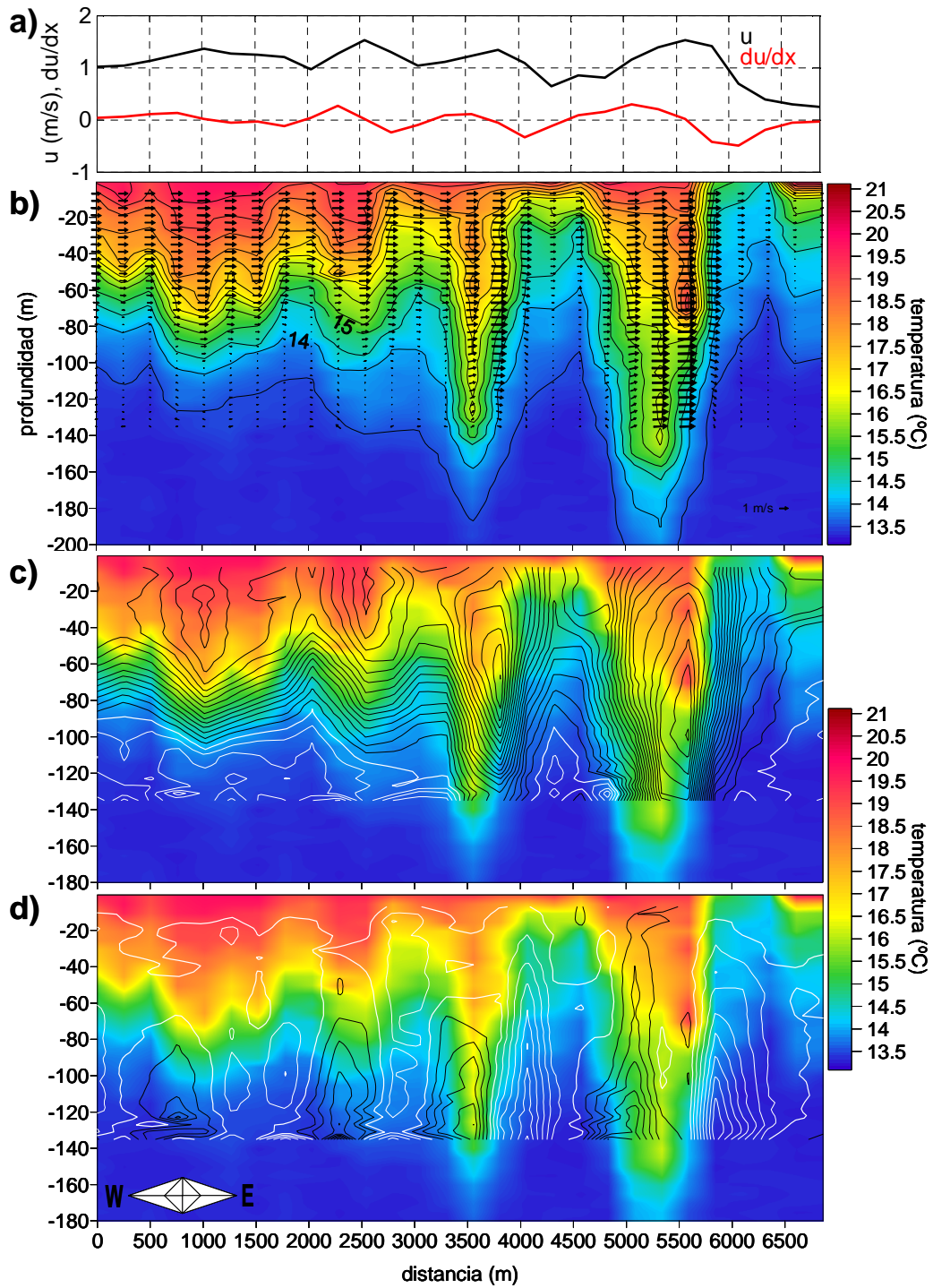


Figura 3.11. Primera fase Persecución del B.O. *Mytilus*. a) u y gradiente de u en superficie; b) sección de temperatura y vectores de velocidad ($u-w$); c) sección de temperatura e isolíneas de velocidad (u) y d) sección de temperatura e isolíneas de velocidad (w).

En esta sección se aprecia la correspondencia entre la amplitud de las ondas internas y la intensidad de las corrientes asociadas, encontrándose sobre cada seno velocidades longitudinales de 2 m s^{-1} , 1.7 m s^{-1} , 1.5 m s^{-1} y 1.4 m s^{-1} y entre cresta y seno velocidades verticales de -35 cm s^{-1} , -25 cm s^{-1} , -5 cm s^{-1} y -5 cm s^{-1} . Los hervideros asociados a estas ondas internas están distribuidos de manera más equidistante, siendo el primero de ellos el de mayor intensidad (Fig. 3.11a).

El 14 de noviembre de 2003 se realizó la última fase Persecución (Fig. 2.5, celeste). Cuando las ondas llegaron a Tarifa, HW+5, (Fig. 3.12) se había cerrado la noche y nos vimos obligados a recurrir a la ayuda de la pantalla radar del barco para visualizar su posición y poder realizar el muestreo. Este evento parece corresponder a un proceso menos energético que el anterior. En primer lugar, el valor de la máxima saliente, según la predicción de corrientes de marea es bastante pequeño ($<1 \text{ m s}^{-1}$). En cuanto a la distribución de temperatura (Figs. 3.13b-d) se ve un mayor número de ondas, pero de menor amplitud (entre 50 y 20 m) y con una longitud de onda mayor que varía entre $\sim 1500\text{-}2500 \text{ m}$, además no se observa una disminución progresiva de la amplitud en este caso. El patrón de velocidad respecto al campo de temperatura se mantiene (Figs. 3.13b-d), sin embargo, los valores también son menores, encontrándose sobre cada seno, velocidades longitudinales de 0.8 m s^{-1} , 0.6 m s^{-1} , 0.9 m s^{-1} , 0.8 m s^{-1} , 0.9 m s^{-1} y 0.9 m s^{-1} , y entre cresta y seno, velocidades verticales de -10 cm s^{-1} , -2 cm s^{-1} , -4 cm s^{-1} , -8 cm s^{-1} , -20 cm s^{-1} y -20 cm s^{-1} .

Del conjunto de secciones analizadas, se puede deducir que la distribución de temperatura asociada a las ondas internas, tiene una clara correspondencia con el campo de velocidad encontrado. Durante la generación del salto hidráulico, el patrón de velocidades es completamente diferente al Este y Oeste de la cumbre de Camarinal. En el Este las corrientes son intensas y se dirigen hacia el Atlántico en toda la columna de agua, siendo incluso más pronunciadas en superficie que en el fondo. Sobre la pendiente Oeste, la corriente desciende rápidamente obligada por la abrupta batimetría de la zona, por lo que el seno de la onda se caracteriza por una fuerte cizalla vertical. Al Oeste, los valores de velocidad son casi despreciables. El intenso flujo establecido al Este de Camarinal, imposibilita la propagación hacia el Este del salto hidráulico generado y, consecuentemente, el proceso se vuelve más energético aumentándose tanto la amplitud

de los desplazamientos verticales de las isopícnas como la perturbación de velocidad asociada a las mismas. Una vez que este flujo se debilita, el salto hidráulico puede avanzar hacia el Mediterráneo. Durante su propagación, la característica más notable en cuanto a la velocidad, es la intensificación de las corrientes, en sentido de la propagación, sobre los senos de las ondas y el debilitamiento de las mismas bajo las crestas. Por otro lado, entre cresta y seno, la componente vertical de velocidad es descendente mientras entre seno y cresta es ascendente. Esta alternancia en la dirección y sentido de las corrientes asociadas a las ondas internas conlleva un transporte de partículas cíclico y la consecuente aparición de zonas de convergencias y divergencias en toda la columna de agua, responsables a su vez de las señales superficiales.

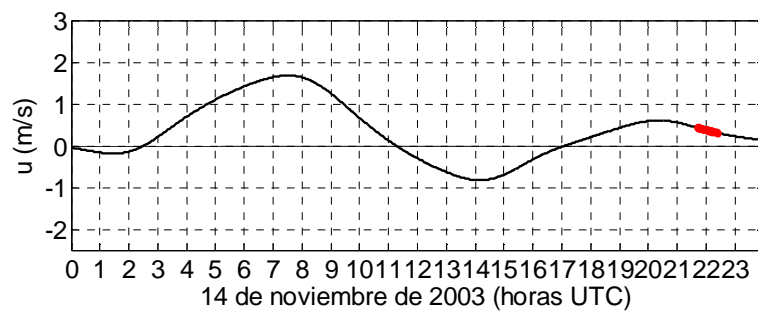


Figura 3.12. Predicción de corriente en Camarinal indicando el periodo en el que se desarrolló la segunda Persecución del B.O. *Mytilus*.

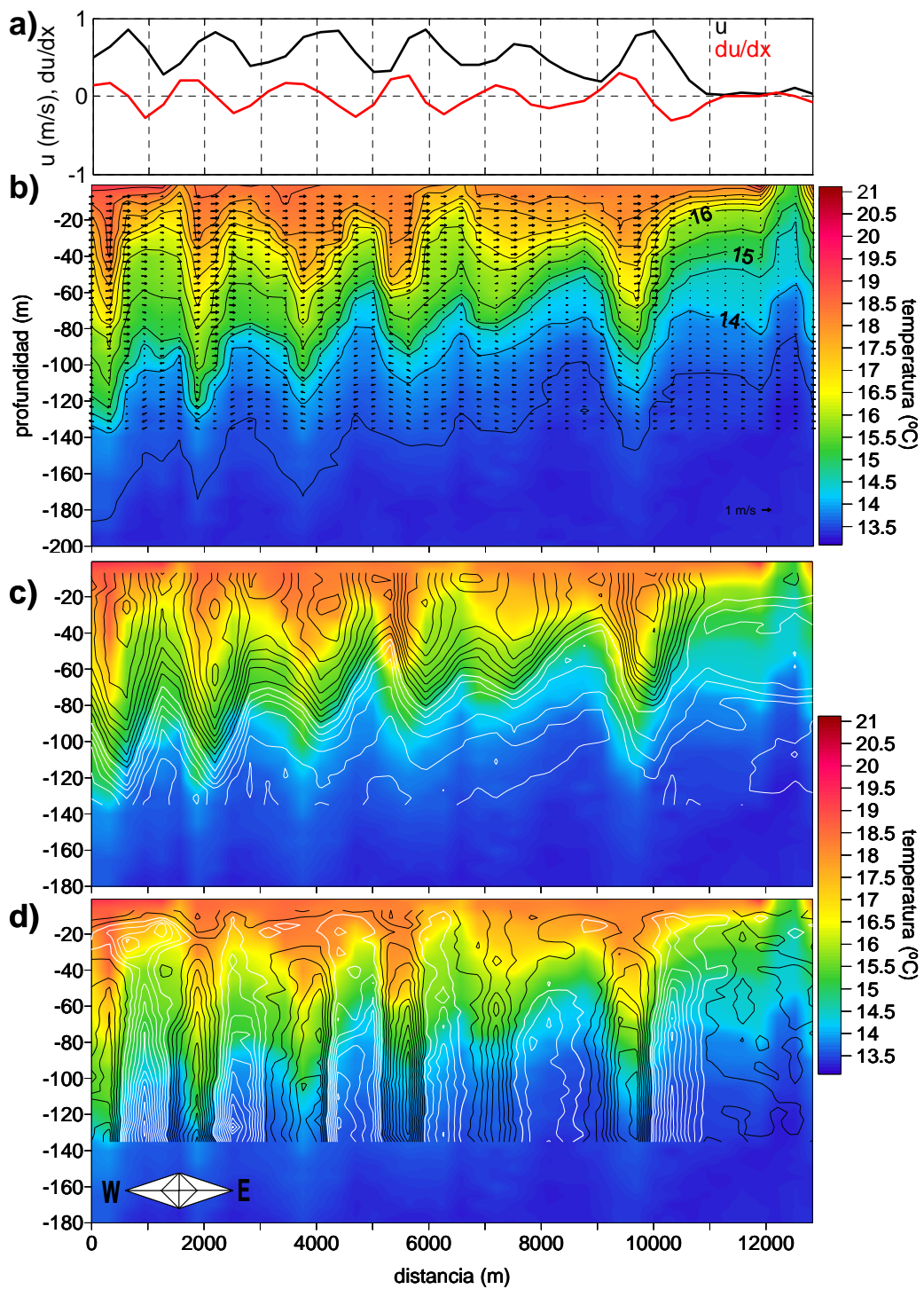


Figura 3.13. Segunda fase Persecución de B.O. Mytilus. a) u y gradiente de u en superficie; b) sección de temperatura y vectores de velocidad ($u-w$); c) sección de temperatura e isóneas de velocidad (u) y d) sección de temperatura e isóneas de velocidad (w).

3.2. ANÁLISIS TEMPORAL DE LOS PROCESOS DE GENERACIÓN Y PROPAGACIÓN DE LAS ONDAS INTERNAS

Los muestreos realizados durante las campañas GIMIX nos han permitido conocer de una manera bastante detallada el campo espacial de temperatura y velocidad asociado a la generación y propagación de ondas internas. En este apartado, los conocimientos adquiridos sobre la variabilidad espacial de las ondas internas en Camarinal, nos van a servir de apoyo para examinar e interpretar los resultados de registros de series temporales procedentes de un fondeo en la cumbre del umbral realizado durante la campaña Strait 94-96. En primer lugar, se identificará la señal asociada a las ondas internas y, una vez identificada, analizaremos un periodo de muestreo con el fin de encontrar las condiciones bajo las cuales se producen las ondas internas de gran amplitud y llegar a pronosticar en qué momentos se van a generar. Por otra parte, se va a realizar un análisis de las señales asociadas al paso de las ondas internas por el fondeo de Tarifa y de la Boca Este correspondientes a los registros de la campaña CGOI, a fin de calcular la velocidad y tiempo de llegada de las ondas internas entre estos puntos.

3.2.1. Identificación de la señal de las ondas internas en el punto de fondeo del umbral

Los registros que se van a analizar en este apartado corresponden a series temporales de salinidad y perfiles de velocidad recopilados durante la campaña Strait 94-96 descritos en el capítulo anterior.

En concreto, para lograr identificar la señal que deja la onda interna en dichos registros, se necesita analizar un periodo en el que se tenga evidencia de la generación de la misma. Lamentablemente, no se dispone de secciones espaciales para estas fechas, pero se dispone de una imagen SAR tomada el 21 de mayo de 1996 a las 11:02 UTC en la que se observa un tren de ondas a la altura de la bahía de Algeciras (Fig. 3.1e). En la serie temporal de salinidad (Fig. 3.14) perteneciente a este día, se observa que durante las salientes se produce un ascenso brusco de los valores de salinidad, que llegan a superar 38 psu. Estos valores se mantienen durante 4 horas en la primera saliente y dos en la segunda, cayendo de nuevo bruscamente a los valores iniciales, en torno a 36.4 psu.

Detrás de cada ascenso brusco de la salinidad se producen unas fluctuaciones de salinidad de menor intensidad.

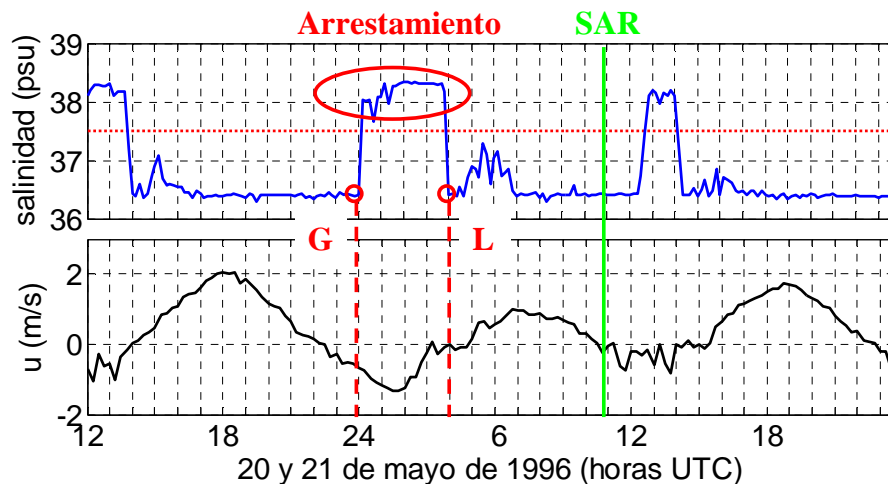


Figura 3.14. Identificación de la señal de una onda interna en los registros de salinidad tomados sobre la cumbre del umbral Principal del Estrecho durante el experimento Strait 94-96. Los puntos rojos indican el momento de la generación (“G”) y liberación (“L”). Arriba se indica el tiempo que la onda permanece arrestada y la línea verde señala el instante en que se tomó la imagen SAR.

Gracias al análisis de las secciones de temperatura llevado a cabo en el apartado anterior y a las observaciones de otros autores (AF&FA-88; Bruno *et al.*, 2002) se sabe que las ondas internas de gran amplitud se generan en el umbral de Camarinal cuando el flujo se dirige hacia el océano Atlántico, antes de la máxima saliente, y comienzan a liberarse cuando el flujo saliente se debilita, antes de la pleamar en Tarifa. A pesar de que en nuestras secciones espaciales no se dispone de datos de salinidad, tan sólo de temperatura, las observaciones de Bruno *et al.* (2002) y Echevarría *et al.* (2002) revelan que los campos temperatura, salinidad y densidad se alteran de manera análoga durante la generación de la onda interna en el umbral y, por lo tanto, podemos considerar las fluctuaciones del campo de temperatura observadas en nuestras secciones, como representativas de las fluctuaciones del campo de salinidad (y densidad) a fin de interpretar las series temporales de salinidad. Conforme a esto, la generación del salto hidráulico se identifica sobre la cresta del umbral, donde se encuentra situado el fondeo,

por una subida repentina de la interfaz, caracterizada por la fuerte estratificación superficial de temperatura, situada en la mayoría de los casos por encima de los 50 m superficiales de la columna de agua (Figs. 3.6a, 3.7a y 3.9b). Por el contrario, cuando la onda interna comienza a propagarse hacia el mar de Alborán, el paso de la onda interna sobre la cumbre del umbral, se identifica con la llegada de un frente cálido, provocado por una disminución súbita de la interfaz, seguida de fluctuaciones de la misma (Figs. 3.2a, 3.7a y 3.10b). Si se considera la interfaz como la isohalina de 37.5 psu (Bruno *et al.* 2002) entonces, el ascenso de la interfaz sobre el punto de fondeo indica una disminución del espesor de la capa atlántica, la cual quedaría por encima de los 50 m superficiales y un aumento del espesor de la capa de agua mediterránea que se extendería a partir de los 50 m superficiales hasta el fondo. Por el contrario, el paso de la onda interna durante su propagación, se refleja por una disminución del espesor de la capa mediterránea y un aumento de la atlántica la cual puede llegar a superar los 100 m superficiales.

Por lo tanto, en la figura 3.14, la generación en el umbral de Camarinal de la onda interna detectada por la imagen SAR a \sim HW+6 se identifica con un ascenso brusco de los valores de salinidad (“G”), que llegan a ser mayores a 38 psu, indicando que agua de origen mediterránea llega a profundidades muy superficiales. Esta situación, se mantiene durante un período de 4 horas y es lo que denominaremos como “arresto” de la onda interna, ya que las ondulaciones de la interfaz permanecen prácticamente inmóviles (arrestadas). Poco antes del cambio de la dirección de corriente de la capa superior (HW), la onda se libera (“L”) y comienza su propagación hacia el mar Mediterráneo. La liberación se identifica por una caída brusca de los valores de salinidad seguida por algunas fluctuaciones de estos valores que se corresponden con el paso del tren de ondas internas detrás del primer frente interno. Este tipo de registros fue también analizado por AF&FA-88 quienes pudieron ratificar, gracias a imágenes simultáneas de ecosonda, que la caída de salinidad correspondía a la liberación del bore interno.

3.2.2. Análisis de la señal de las ondas internas en los registros históricos obtenidos durante el experimento Strait 94-96

Una vez encontrada la señal de salinidad que identifica la generación y liberación del salto hidráulico en las series temporales, se va a realizar un estudio extendido a dos fases completas de la campaña Strait 94-96 (Tabla 2.V) examinando también los registros simultáneos de velocidad con el fin de investigar las condiciones bajo las cuales se generan las ondas internas de gran amplitud y la posibilidad de pronosticar la ocurrencia de estos eventos. Las dos fases analizadas fueron seleccionadas en función de dos criterios:

- Que la profundidad del sensor de conductividad se encontrara lo más cerca posible de la superficie, ya que estamos interesados en recoger los eventos de ondas internas de mayor amplitud, es decir, los que provocan desplazamientos de la interfaz que alcanzan posiciones más cercanas a la superficie.
- Que la longitud de los registros con medidas simultáneas de velocidad y salinidad sea lo más larga posible.

El primer resultado derivado del análisis, es la existencia de dos patrones claramente discernibles, propios de mareas vivas y muertas.

Durante mareas muertas (Fig. 3.15), las curvas de velocidad en superficie y en el fondo son prácticamente paralelas, lo que indica que la diferencia de velocidad entre superficie y fondo se mantiene prácticamente constante, encontrándose que la velocidad en el fondo, respecto a la superficial, es siempre más débil durante las entrantes y más intensa durante las salientes. Además, ambas series se encuentran en fase. En lo que respecta a la salinidad a 30 m, ésta se mantiene prácticamente inalterada con valores característicos de agua Atlántica (36.4 psu). En los perfiles de velocidad, se observa que se mantiene la estructura baroclina característica del estrecho, con un flujo superficial dirigido hacia el mar Mediterráneo y otro profundo dirigido hacia el Atlántico. Durante la saliente (por ejemplo, entre las 12:00 y 18:00 UTC del 26 de octubre, en el centro del periodo sombreado) se observa que la cizalla de velocidad se acentúa y que la interfaz, si

se define como el punto de máxima cizalla (AF&FA-88; Pettigrew y Needell, 1989), asciende progresiva y paulatinamente hasta situarse a 150 m de profundidad.

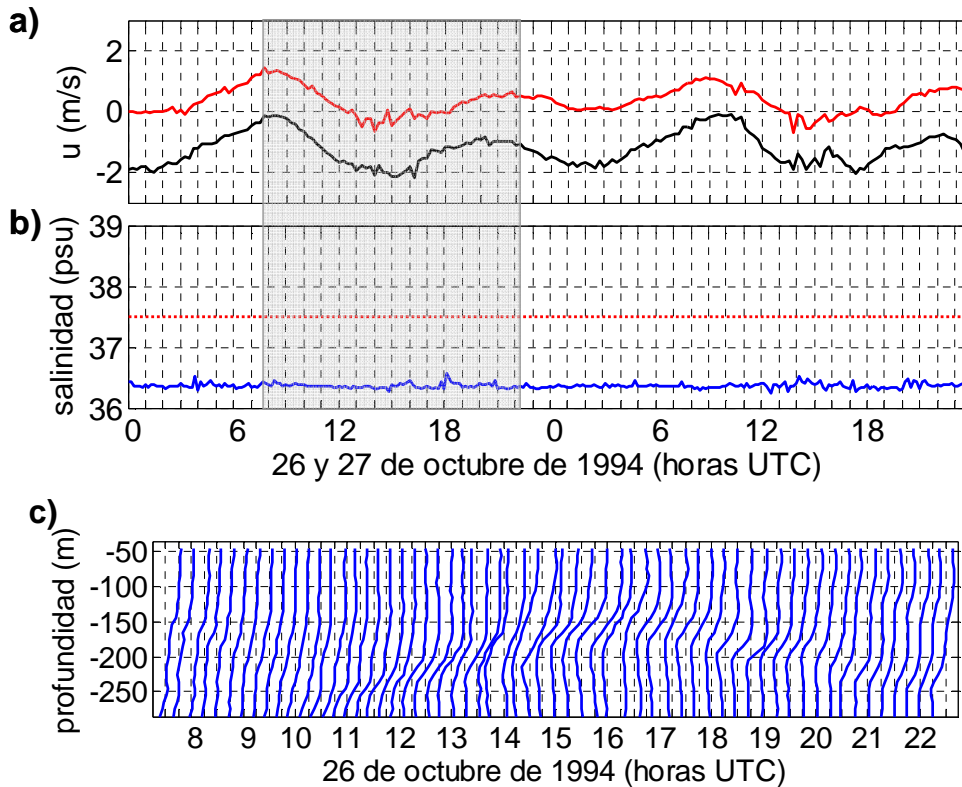


Figura 3.15. Series temporales características de mareas muertas en el umbral de Camarinal. a) Componente u de velocidad en superficie (rojo) y fondo (negro); b) salinidad a 30 m (azul) y salinidad típica de la interfaz en el umbral de Camarinal (línea horizontal de puntos rojos). c) Perfiles de la componente u de velocidad correspondientes al área sombreada de las gráficas superiores.

En periodos de mareas vivas (Fig. 3.16) el patrón cambia por completo. Las curvas de velocidad en superficie y fondo ya no son paralelas. De hecho, Las corrientes hacia el Mediterráneo se intensifican tanto en superficie como en el fondo, mientras que las corrientes hacia el Atlántico se intensifican en superficie pero se debilitan en la capa inferior. Además, se observa un pronunciado desfase entre la máxima saliente superficial y profunda, produciéndose siempre antes en el fondo. Durante las salientes, también tiene lugar un aumento repentino en la salinidad, identificado en el apartado anterior como el momento de la generación de la onda interna en el umbral. El tiempo que permanece la onda arrestada coincide con el tiempo durante el cual la saliente superficial supera a la

profunda. Los perfiles de velocidad también difieren, encontrándose que el flujo llega a invertirse (La Violette y Lacombe, 1988). Durante las entrantes, el flujo se dirige hacia el Mediterráneo en todas las profundidades, presentando mayor intensidad en superficie que en el fondo. Durante las salientes, el flujo se dirige hacia el Atlántico en todas las profundidades, siendo más intensas las corrientes en profundidad que en superficie, excepto durante el tiempo en que la onda permanece arrestada. En este periodo (de 11:00 a 15:00 UTC en la zona sombreada) el flujo continúa dirigiéndose hacia el Atlántico en toda la columna de agua, pero es más intenso en superficie que en el fondo. Esta distribución de velocidad también está de acuerdo con los resultados obtenidos en las secciones de velocidad (Fig. 3.8a, 3.9b).

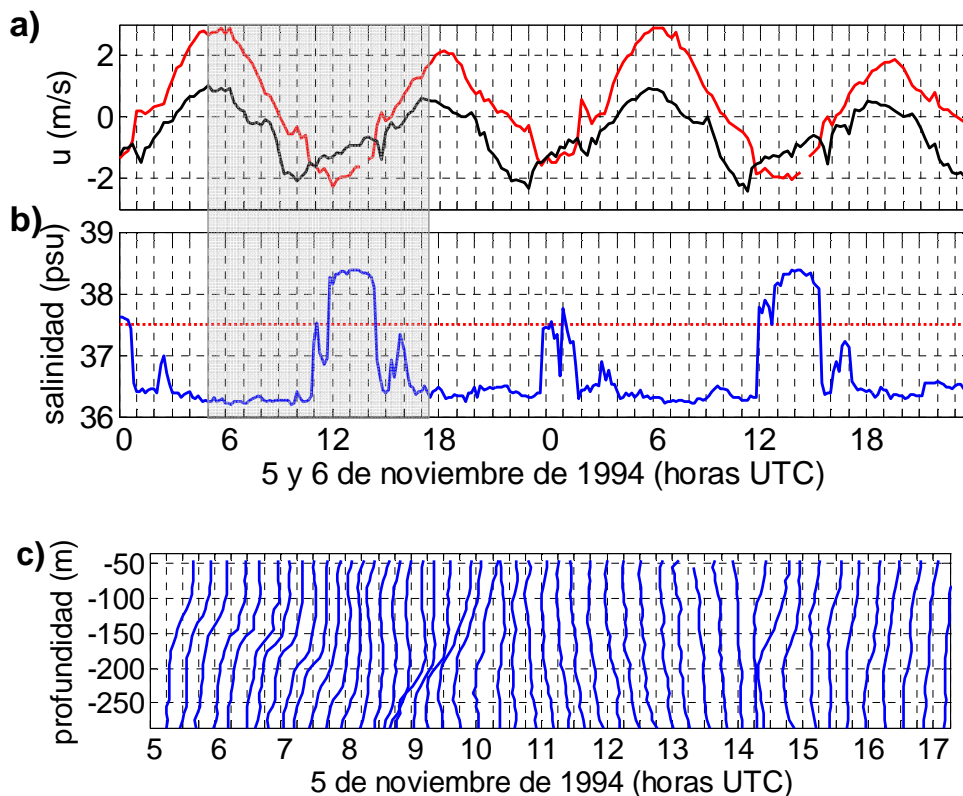


Figura 3.16. Series temporales características de mareas vivas en el umbral de Camarinal. a) componente u de velocidad en superficie (rojo) y fondo (negro); b) salinidad a 30 m (azul) y salinidad típica de la interfaz en el umbral de Camarinal (línea horizontal de puntos rojos). c) Perfiles de la componente u de velocidad correspondientes al área sombreada de las gráficas superiores.

En base a las diferentes estructuras encontradas en mareas vivas y muertas, es fácil deducir que las ondas internas de gran amplitud se generan en periodos de mareas vivas. No obstante, existen varios trabajos en los que se ha detectado la presencia de ondas internas en mareas muertas (La Violette y Lacombe, 1988; Watson y Robinson, 1990; Bruno *et al.*, 2002) diferentes estructuras en el umbral de Camarinal (La Violette y Lacombe, 1988; Richez, 1994; Bruno *et al.*, 2002) e incluso, diferentes tipos de oscilaciones registradas a la altura de Gibraltar (Ziegenbein, 1969 y 1970; Watson y Robinson, 1990). Con el fin de conocer algo más en este sentido, se han analizado otras cuatro imágenes SAR (Fig. 3.17) capturadas durante el periodo en el que se dispone de series temporales de salinidad y/o velocidad (Fig. 3.18), para analizar su huella en el paso por el fondeo. En las dos primeras imágenes (Fig. 3.17a, b) se observan ondas internas propagándose en el mar de Alborán, además en la primera imagen se observan señales superficiales en la zona del umbral de Camarinal. Simultáneamente a la adquisición de la primera imagen, se produce un pequeño incremento en el registro de salinidad (Fig. 3.18a), el cual, a tenor de las imágenes SAR, debe corresponder al paso de las ondas internas por el fondeo del umbral, sin embargo, la señal en los registros de salinidad difiere considerablemente del tipo de señal encontrada en mareas vivas. En la siguiente imagen (Fig. 3.17b), aún no se detectan las ondas en el umbral, pero las oscilaciones de salinidad, poco después de la adquisición de la imagen SAR, parecen indicar que tuvo lugar la generación de ondas similares a las producidas el día anterior. Probablemente, debido a la baja intensidad de la corriente saliente, característica de mareas muertas, la onda interna generada es poco energética y su persecución queda por lo tanto registrada en las series temporales de salinidad como un pequeño salto, similar al que se produce en mareas vivas tras el arrestamiento de la onda interna de gran amplitud. Respecto a las dos últimas imágenes (Fig. 3.17c,d), a pesar de carecer de registros simultáneos de salinidad, los registros de velocidad en superficie y fondo (Fig. 3.18b,c), parecen indicar que se trata del mismo tipo de onda interna descrita en mareas vivas.

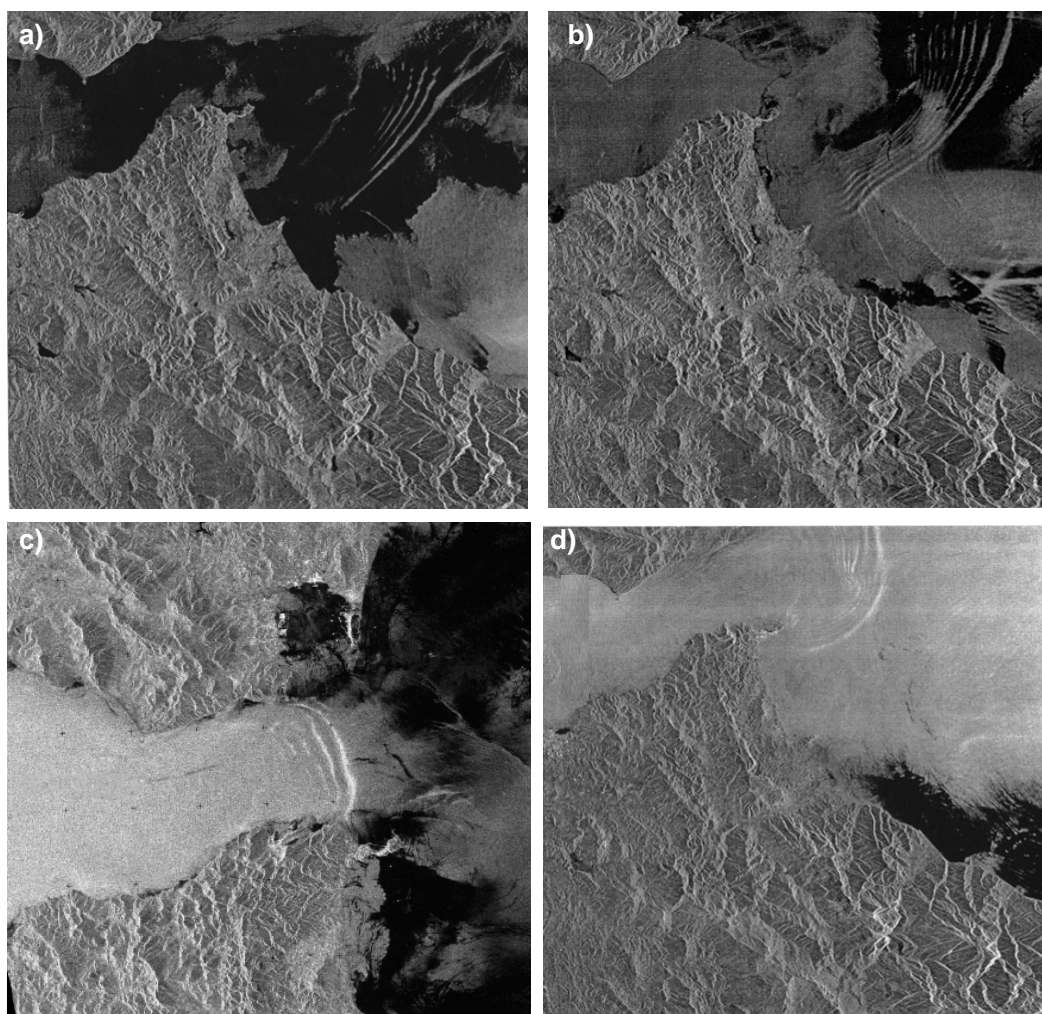


Figura 3.17. Imágenes SAR adquiridas el 2 y 3 de enero a las 11:00 UTC (a y b respectivamente), 24 de marzo a las 22:40 UTC (c) y 16 de abril a las 11:00 UTC (d) de 1996.

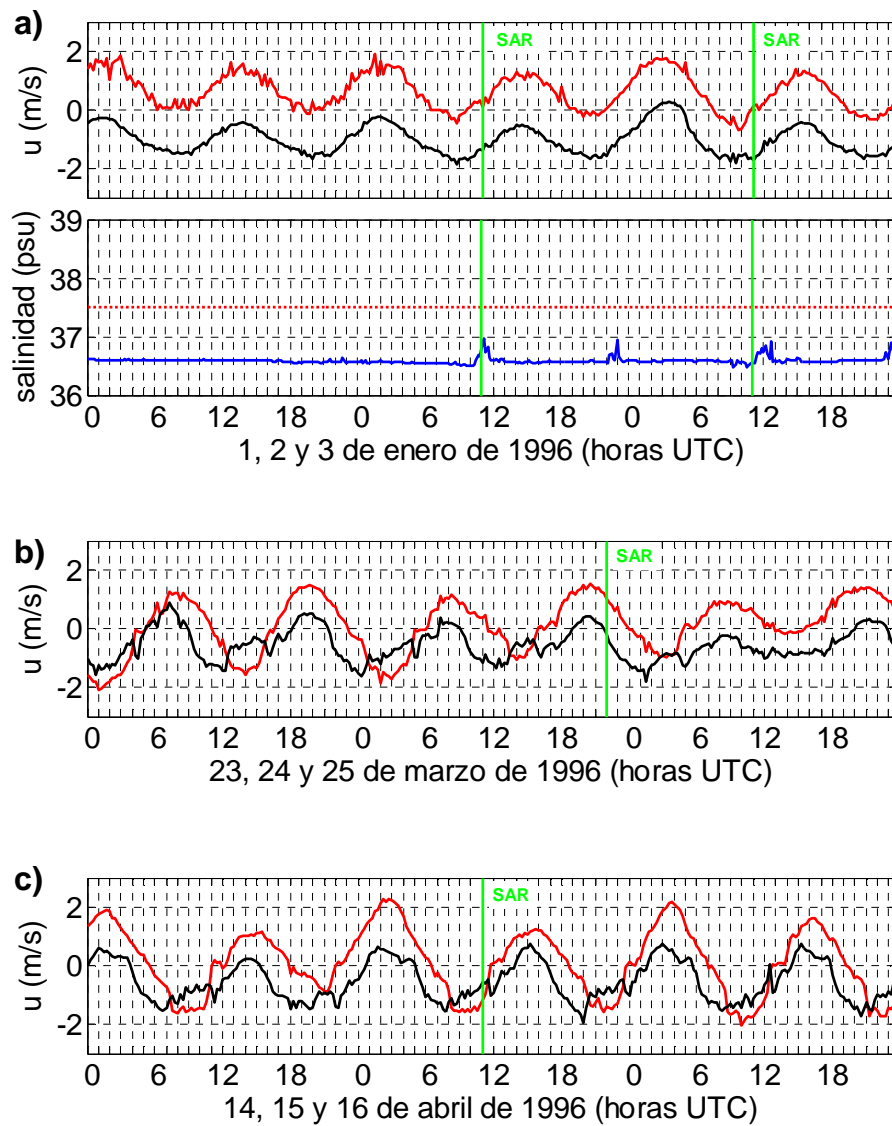


Figura 3.18. Series temporales de la componente u de velocidad en superficie (rojo) y fondo (negro) y salinidad a 70 m (azul) correspondientes a los días del 2 y 3 de enero (a), 24 de marzo (b) y 16 de abril de 1996(c). Las líneas verdes indican el instante en el que se tomaron las correspondientes imágenes SAR.

A partir de las señales de salinidad y velocidad detectadas en nuestros registros, se han clasificado las ondas internas en el umbral de Camarinal en dos tipos:

- Tipo I: Característica de mareas vivas. Se trata de un proceso muy energético. Durante la saliente del flujo de marea la interfaz asciende de manera repentina superando la posición en la que se encuentra el SEACAT (30 m en la fase 2 y 70 m en la fase 4) donde se registran salinidades propias del agua Mediterránea. Los flujos salientes, se dirigen en toda la columna de agua hacia el Atlántico, siendo la velocidad en superficie más intensa que la profunda. Estas características se mantienen, normalmente, durante al menos una hora. Tras esto, de forma casi repentina, todas las propiedades vuelven a su estado de referencia y posteriormente se producen pequeñas oscilaciones de la salinidad.
- Tipo II: Característica de mareas intermedias y en ocasiones de mareas muertas. Son procesos menos energéticos. Durante el flujo saliente la interfaz no llega a superar la profundidad a la que se encuentra el SEACAT por lo que no llega a registrarse el agua Mediterránea, aunque sí se produce un incremento notable en la salinidad similar a los pequeños incrementos descritos en el Tipo I. La diferencia entre velocidades en superficie y fondo permanece constante y el perfil de velocidad mantiene el carácter baroclino propio del estrecho.

Se ha realizado un análisis de los porcentajes de ocurrencia de estos tipos de ondas a lo largo de las dos fases de muestreo de la campaña Strait 94-96 (Fig. 3.19). En la 4ª fase, se encuentra que el 35.93% de las veces se producen eventos del Tipo I y el 39.66% del Tipo II. Por otro lado, en la 2ª fase, se encuentra un 26.48% de eventos del Tipo I y un 16.76% del Tipo II. Esto es lógico, ya que el SEACAT en la fase 2 se encuentra a una profundidad bastante somera (30 m) mientras que en la fase 4 se encuentra más profundo (70 m) y más cercano a la profundidad media de la interfaz, por lo que cualquier oscilación de la interfaz producida por el paso de la onda interna quedará más fácilmente

reflejado en la fase 4 que en la 2, necesitándose que los eventos sean más energéticos para que las oscilaciones se registren más cerca de la superficie.

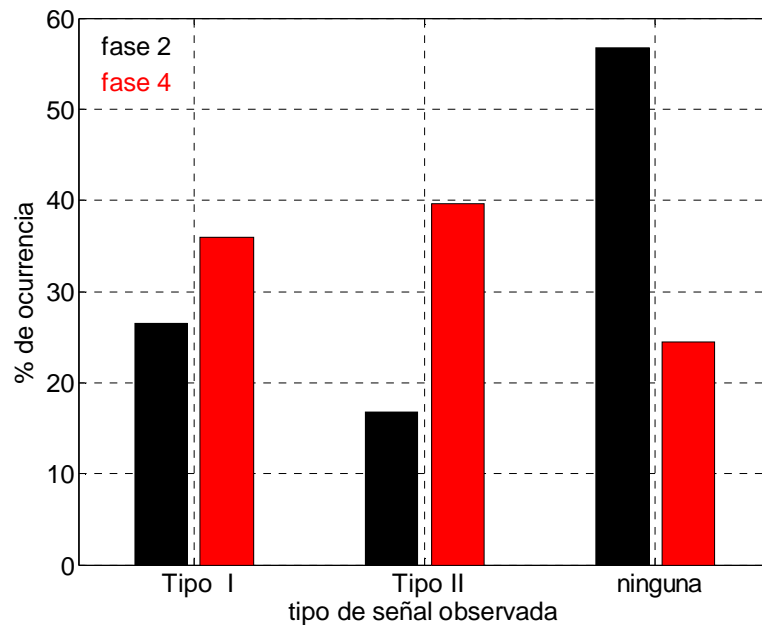


Figura 3.19. Porcentaje de ocurrencia de ondas internas de Tipo I y II durante las fases 2 y 4 de la campaña Strait 94-96.

Por otro lado, aunque se ha visto, a través de las imágenes SAR, que tanto las señales Tipo I como las de Tipo II reflejan el paso de ondas internas, no cabe duda que las señales de Tipo I pertenecen a eventos más energéticos y tendrán mayores repercusiones desde el punto de vista de los procesos de mezcla interfacial que puedan producir. Por este motivo, y a fin de intentar predecir la ocurrencia de estos eventos, es interesante concretar las condiciones bajo las cuales estas señales de Tipo I se generan.

Para ello se ha llevado a cabo un análisis en cada saliente durante las dos fases de la campaña Strait 94-96, anotando la velocidad superficial (a 45 m) con la que se produce la generación y liberación de las ondas de Tipo I, así como su tiempo de arresto. Se ha visto (Fig. 3.20) que estas ondas se originan durante aquellas salientes que superan el valor de 1 m s^{-1} , produciéndose el ascenso de la interfaz antes de la máxima saliente y su descenso entre la máxima saliente y el cambio de sentido de la corriente. En ambas fases, la velocidad con la que se produce la generación, se encuentra acotada en un rango entre -

1.5 y -1 m s^{-1} , siendo prácticamente independiente de la intensidad de la máxima saliente durante la cual se generan. De igual manera, la liberación de la onda, también es independiente de la intensidad de la máxima saliente, encontrándose acotada entre -0.9 y -0.3 m s^{-1} .

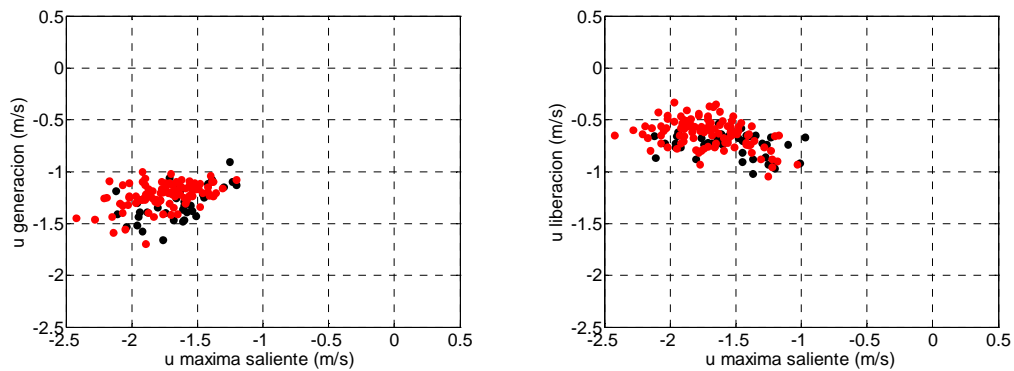


Figura 3.20. Velocidad con la que se generan (izquierda) y liberan (derecha) las ondas internas de tipo I durante las fases 2 (negro) y 4 (rojo) del experimento Strait 94-96 frente al valor de la máxima velocidad alcanzada en cada respectiva saliente.

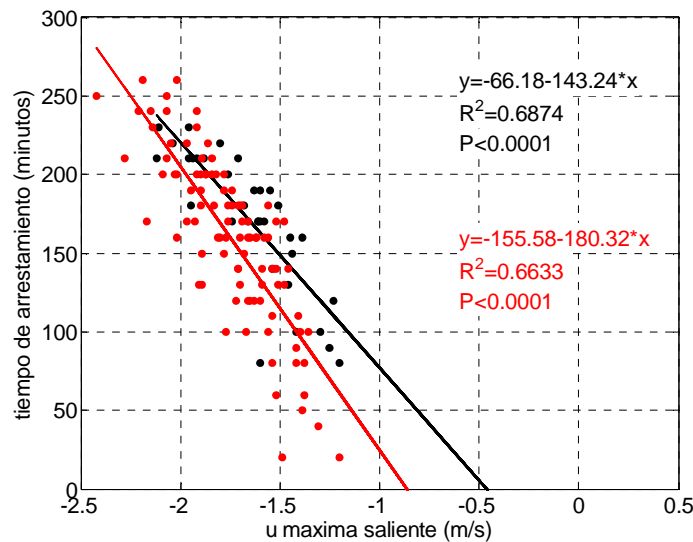


Figura 3.21. Relación entre el tiempo que permanecen las ondas internas arrestadas sobre el umbral de Camarinal y la máxima velocidad de las respectivas salientes durante las cuales se generan las ondas arrestadas. Fase 2 (negro) y fase 4 (rojo).

Por otra parte, el tiempo que permanece arrestada la onda interna en el umbral, mantiene una relación lineal (Fig. 3.21) con la velocidad de la máxima saliente durante la cual se generan las ondas, de manera que mientras más intensa es la saliente, más tiempo permanece el salto hidráulico sobre el umbral, lo cual es lógico, puesto que las velocidades con las que se producen la generación y liberación de las ondas están acotadas.

Estos resultados, suponen una buena base estadística para establecer las velocidades a partir de las cuales se puede esperar que se generen y liberen ondas internas de Tipo I en el umbral. Según estos resultados, y disponiendo de la predicción de corrientes superficiales en Camarinal, es esperable que podamos predecir, con bastante certeza, si se van a producir ondas internas de gran amplitud en cualquier día que interese. Pero, ¿hasta qué punto la predicción de corrientes de marea sobre el umbral supone suficiente información para predecir la ocurrencia de este tipo de eventos?

En la figura 3.22 se han representado las series temporales de salinidad y velocidad en superficie y fondo a lo largo de un mes de datos (en este caso, febrero de 1996) para identificar en qué momento se producen las ondas internas más energéticas. Se observa, que los eventos de Tipo I se producen durante las salientes más intensas y cuando las salientes en superficie superan a las profundas ($u_s - u_f < 0$), mientras que en aquellos periodos en los que las corrientes profundas son más intensas que las superficiales ($u_s - u_f > 0$) estos eventos no se producen.

Por otro lado, se ha representado la predicción de corrientes junto con la serie de salinidad para el mismo periodo de análisis (Fig. 3.23). En contra de lo que cabía esperar, la generación de eventos Tipo I durante mareas vivas y ausencia de los mismos en mareas muertas, se observa la ausencia de ondas internas de gran amplitud en salientes de gran intensidad (6-8 de febrero) y generación de las mismas en salientes más débiles (9-12 de febrero).

Entonces, ¿qué factor está controlando la inhibición de los mecanismos de generación de estas ondas en mareas vivas o su activación en mareas muertas?

Pistek y La Violette (1999) ya detectaron la supresión de ondas internas de gran amplitud y corto periodo en el mar de Alborán (fruto de la desintegración del bore en su

viaje hacia el Mediterráneo) en mareas vivas. Buscaron una posible explicación analizando la intensidad de las corrientes superficiales y profundas, el viento y presión atmosférica en el mar Mediterráneo oriental, encontrando que el factor causante de la ausencia de ondas internas en sus registros era el aumento de flujo mediterráneo saliente, pero no lograron relacionarlo con las variaciones del viento y presión atmosférica.

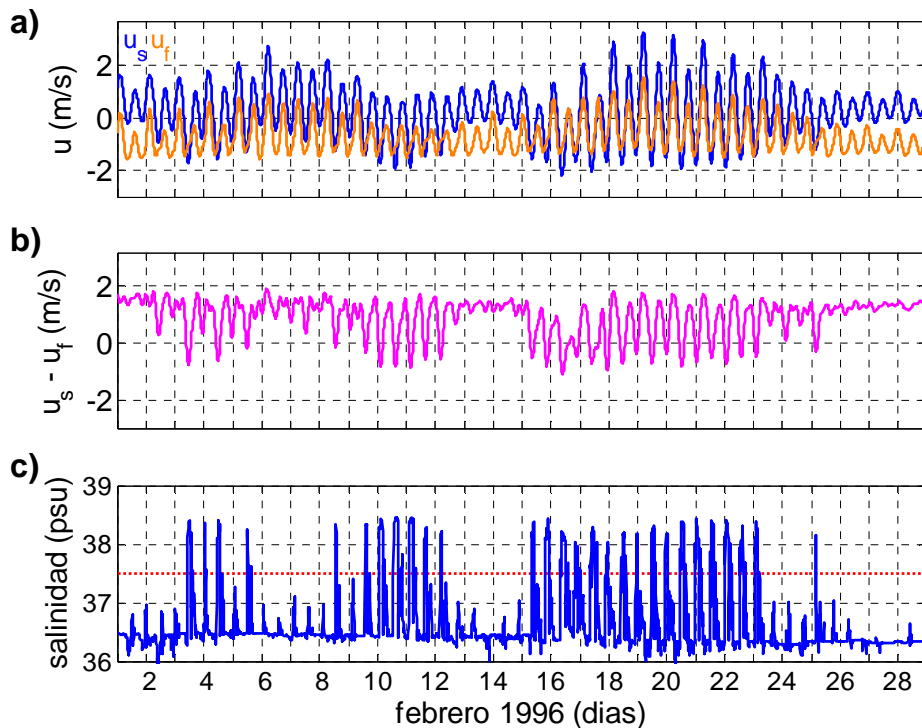


Figura 3.22. Series temporales de a) componente u de velocidad observada en superficie (u_s) y fondo (u_f), b) diferencia de la componente u entre superficie y fondo y c) salinidad pertenecientes a febrero de 1996.

En la figura 3.24 se ha representado la predicción de corrientes de marea, la diferencia entre corrientes superficiales y profundas ($u_s - u_f$) de los datos observados y predichos, los flujos subinerciales y la salinidad del mes de análisis.

Se observa, que cuando la corriente subinercial está por debajo de su valor medio, se acentúan las diferencias entre velocidades superficiales y profundas de los datos observados respecto a los predichos, produciéndose eventos de tipo I cuando $u_s - u_f < 0$ en periodos de mareas muertas (9-12 de febrero). Por el contrario, cuando la corriente

subinercial es mayor que su valor medio, se reduce la diferencia entre corrientes de superficie y fondo de los datos observados respecto a los predichos, inhibiéndose los eventos de tipo 1 en mareas vivas (6-8 de febrero).

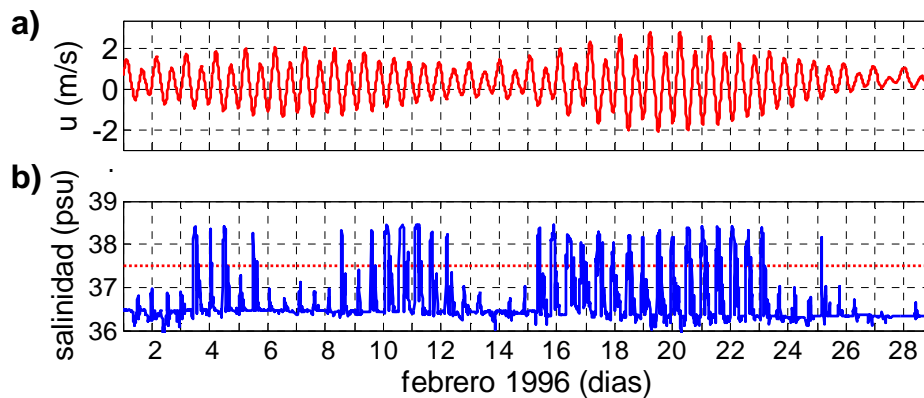


Figura 3.23. Series temporales de a) predicción de corrientes de marea superficial en Camarinal y b) salinidad pertenecientes a febrero de 1996.

Estos flujos subinerciales, responsables de la inhibición y activación de ondas internas en el umbral de Camarinal en mareas vivas y muertas, respectivamente, están directamente relacionados con las variaciones de presión atmosférica sobre el Mediterráneo occidental, de manera que las altas presiones allí, producen una intensificación del flujo saliente mientras que las bajas presiones producen un debilitamiento del mismo (Candela *et al.*, 1989; García-Lafuente *et al.*, 2002). Con el fin de confirmar si es esto lo que ocurre en nuestro periodo de análisis, se ha representado una serie temporal de la presión atmosférica en dos puntos situados en el Mediterráneo occidental (Fig. 3.24). Dichas series temporales han sido proporcionadas por la base de datos ERA 40 del European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF). En la observación de las series de presión atmosférica se encuentra que, efectivamente, durante el periodo comprendido entre el 5 y 8 de febrero de 1996, se produjeron bajas presiones sobre el Mediterráneo occidental, produciéndose una intensificación de los flujos entrantes y trayendo como consecuencia la inhibición de la generación de ondas internas en periodos en los que, según la predicción de corriente de marea debían haberse producido. Por el contrario, del 9 al 13 de febrero se produjeron altas presiones en el

Mediterráneo, con lo cual se intensificó el flujo saliente y se generaron ondas internas en periodos en los que, según la predicción de corriente de mareas no debían haberse generado.

Con este resultado, se hace evidente que la información que nos suministra la predicción de corriente a la hora de pronosticar la generación de ondas internas de gran amplitud, debe ser complementada con información sobre las presiones atmosféricas en el Mediterráneo occidental, las cuales modifican los flujos subinerciales y pueden activar, en mareas muertas, o inhibir, en mareas vivas, la generación de ondas internas en el umbral de Camarinal.

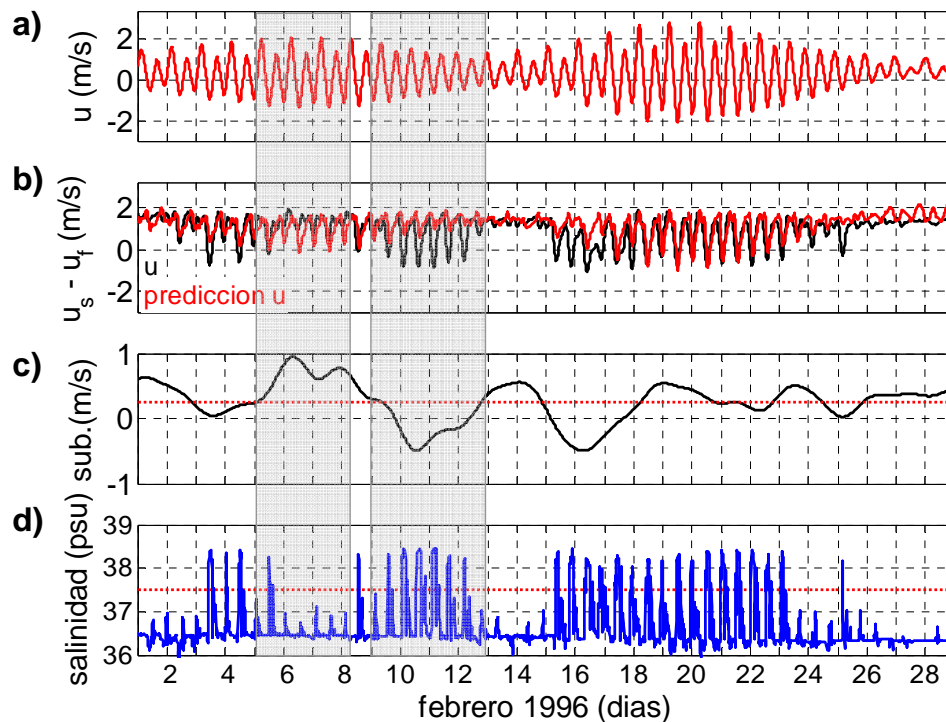


Figura 3.24. Series temporales de a) predicción de corrientes de marea en Camarinal, b) diferencias entre la componente u de velocidad en superficie y fondo de los datos observados y predichos, c) velocidad del flujo subinercial y d) salinidad pertenecientes a febrero de 1996. La zona sombreada resalta dos claros periodos de inhibición y activación de generación de ondas internas.

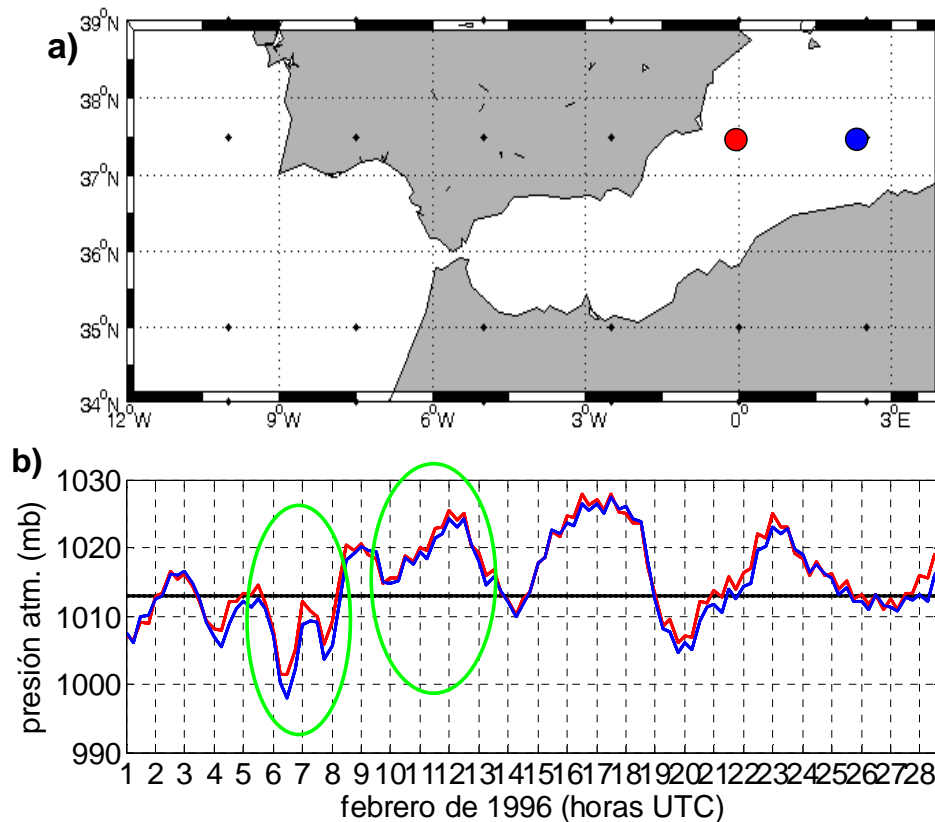


Figura 3.25. Presiones atmosféricas sobre el mar Mediterráneo occidental. a) Mapa con las posiciones en las que han extraído los datos de presión atmosférica y b) series temporales de presión atmosférica en febrero de 1996 correspondientes a las posiciones señaladas sobre el mapa. En verde se resaltan los dos periodos de inhibición y activación de las ondas internas.

3.2.3. Paso de ondas internas a través de los fondeos de Tarifa y Boca Este

Por último, en este apartado se presenta un análisis realizado sobre las series temporales de temperatura y componente u de velocidad registradas en los fondeos de Tarifa y Boca Este pertenecientes a la campaña CGOI (Tabla 2.VI) cuyo objetivo es estimar la velocidad de propagación entre ambos puntos, así como entre el umbral de Camarinal y Tarifa.

En los registros pertenecientes a los fondeos de Tarifa y Boca Este, se observan marcadas oscilaciones asociadas al paso de ondas internas de gran amplitud y corto periodo que proceden de la desintegración del bore interno generado en el umbral. Se ha anotado el momento en que tienen lugar dichas fluctuaciones y se ha calculado el tiempo que tardan las ondas en viajar de un punto a otro.

En la figura 3.26 se muestra el resultado obtenido. La línea negra representa la predicción de corrientes de marea superficial en Camarinal. Como se ha visto, las ondas internas se generan en el umbral de Camarinal durante la saliente y llegan a Tarifa aproximadamente a $HW+3$, así que en aquellos ciclos de marea en los que se han detectado oscilaciones en Tarifa $\sim HW+3$, se ha representado una línea vertical roja en cada saliente en la cual tuvo lugar la generación de las ondas registradas en Tarifa. La longitud de cada línea representa el tiempo que transcurre entre el registro de las ondas a su paso por Tarifa y por la Boca Este. Lo primero que se observa es que sólo en casos en que la saliente es muy débil no se han detectado señales que podamos asociar al paso de ondas internas y, por lo tanto, no se ha representado la barra de tiempo en la correspondiente saliente. Por otro lado, el tiempo estimado que tardan las ondas en llegar de Tarifa a la Boca Este puede variar entre 5 y 9 horas, con un promedio de aproximadamente 6 horas. Esta diferencia parece estar relacionada con el valor de la corriente entrante en Camarinal durante la cual las ondas se propagan. De hecho, durante periodos de mareas muertas, el tiempo que tardan las ondas en llegar es mayor (~ 8 horas) que durante mareas vivas (~ 5 horas) y llama especialmente la atención en periodos de fuerte desigualdad diurna (Fig. 3.27).

Se observa también (Fig. 3.27), que existe una relación lineal entre el valor de la máxima entrante predicha y el tiempo que tardan las ondas en viajar de un punto a otro, y por lo tanto también entre el valor de la máxima entrante predicha y la velocidad media de propagación entre ambos puntos.

Un análisis similar se ha realizado tratando de estimar el tiempo que tardan las ondas desde que se liberan en el umbral de Camarinal hasta que llegan a Tarifa, considerando que la liberación, en función de los resultados derivados del análisis de la velocidad de generación y liberación de las ondas en el umbral (Fig. 3.20) se produce a una velocidad media de 0.6 m s^{-1} . A diferencia del tramo entre Tarifa y Boca Este, se observa (Figs. 3.28, 3.29) que el tiempo que tardan las ondas en llegar no tiene una relación tan clara con el valor de la máxima entrante, sino que se mantiene en torno a 3 horas. No obstante, estas estimas son sólo orientativas, ya que el momento de liberación se ha determinado a partir de la predicción de corrientes, la cual tiene un intervalo de 15 minutos y la llegada de las ondas a Tarifa en base a la serie de datos observada, con un intervalo de tiempo de

2 minutos. Además, como se ha visto, los flujos subinerciales modifican las corrientes sobre el umbral de Camarinal y, consecuentemente, pueden afectar a la velocidad de propagación de las ondas internas hacia el Mediterráneo.

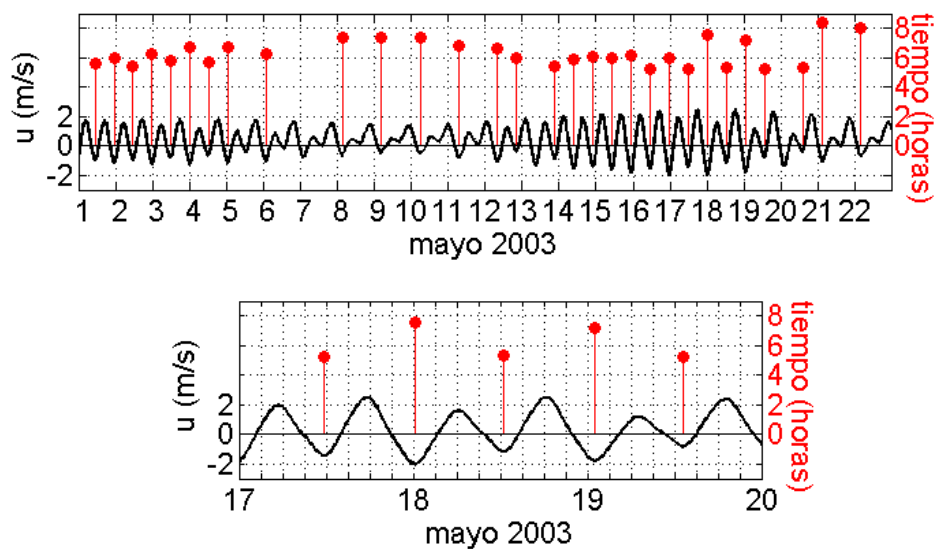


Figura 3.26. Predicción de la corriente de marea en superficie en el umbral de Camarinal (negro) y tiempo (barras verticales rojas) que tardan las ondas en llegar desde Tarifa a la Boca Este (arriba). Ampliación de la gráfica para el periodo comprendido entre los días 17 y 20 (abajo).

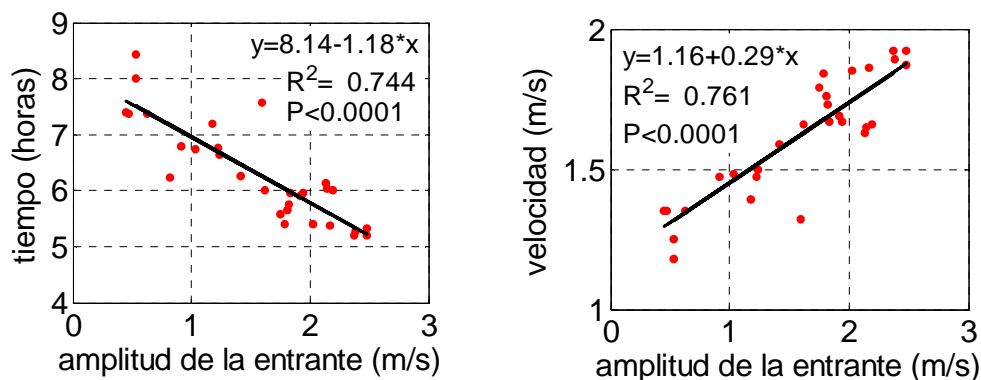


Figura 3.27. Relación entre el tiempo que tardan las ondas en llegar de Tarifa a Boca Este y la amplitud de la corriente entrante (izquierda). Relación entre la velocidad con la que viajan las ondas en este tramo y amplitud de la corriente entrante (derecha).

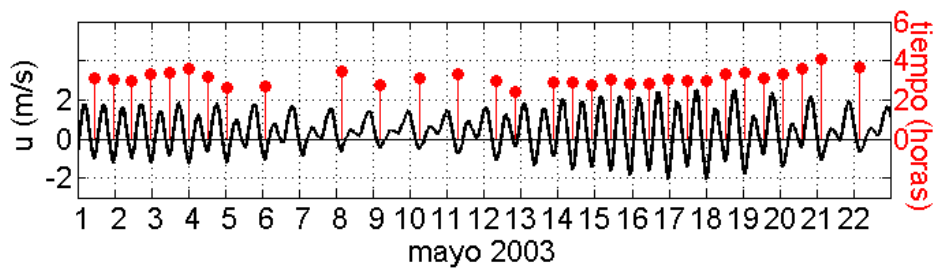


Figura 3.28. Predicción de la corriente de marea superficial en el umbral de Camarinal (negro) y tiempo (barras verticales rojas) que tardan las ondas en llegar desde el umbral a Tarifa.

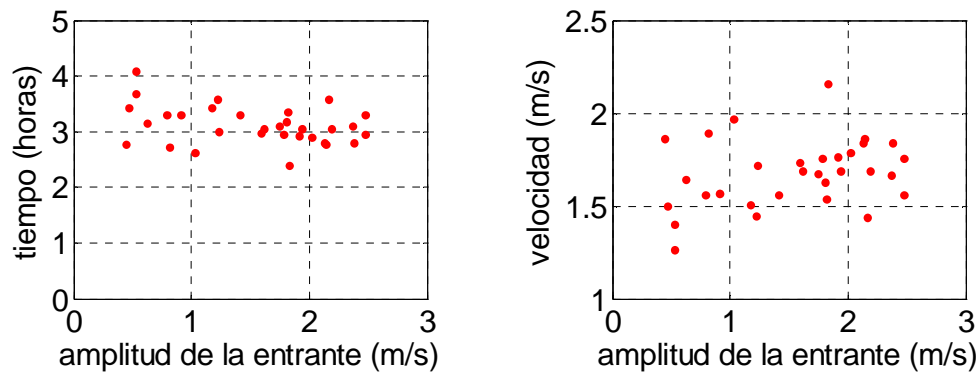
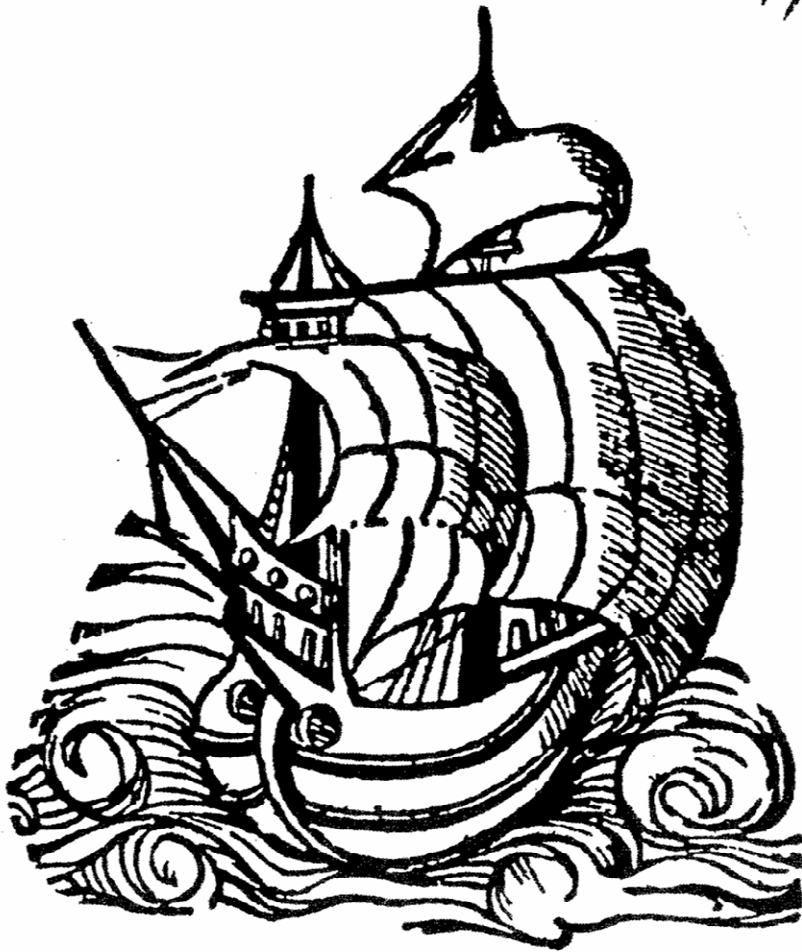
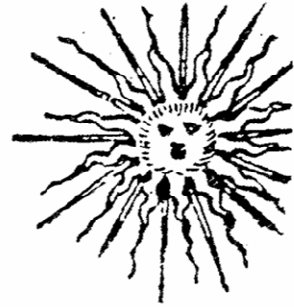


Figura 3.29. Relación entre el tiempo que tardan las ondas en llegar del umbral a Tarifa y la amplitud de la corriente entrante (izquierda). Relación entre la velocidad con la que viajan las ondas en este tramo y la amplitud de la corriente entrante (derecha).

Capítulo 4



Descripción de ondas internas en el estrecho de Gibraltar mediante un modelo numérico de alta resolución, no lineal y no hidrostático

Los datos de campo analizados en el capítulo anterior, nos han mostrado una información bastante detallada acerca de los campos de temperatura y velocidad de corriente asociados a las ondas internas en su fase de generación en el umbral de Camarinal y su propagación hacia el mar Mediterráneo. Además, las estadísticas realizadas a los registros de velocidad de la corriente y salinidad han permitido estimar la intensidad del flujo barotrópico a partir de la cual es esperable que se originen las ondas internas de tipo I. En este capítulo se presenta un análisis de las salidas de un modelo numérico capaz de reproducir las principales características de las ondas internas descritas en el capítulo anterior. Hasta el momento, muchos son los autores que se han visto atraídos por la dinámica del estrecho de Gibraltar y lo han estudiado a partir de datos de campo o modelos numéricos. En este sentido, la mayor parte de los trabajos han estado enfocados a simular el intercambio baroclino y los flujos de marea a través del estrecho (Sánchez y Pascual, 1989; Wang, 1989; González *et al.*, 1995; Tejedor *et al.*, 1998; Vargas, 1998; Izquierdo, 1999;

Tejedor *et al.*, 1999; Sannino *et al.* 2002 y 2004; Castro *et al.*, 2004) y en menor medida se han centrado en la simulación de las ondas internas (Longo *et al.*, 1992; Brandt *et al.*, 1996; Izquierdo *et al.*, 2001 y Morozov *et al.*, 2002). Hasta ahora, la mayoría de estos modelos reproducen razonablemente bien la generación del salto hidráulico al oeste del umbral, pero no su desintegración en trenes de ondas solitarias durante su propagación hacia el Este ya que utilizan la aproximación hidrostática. Estas dificultades fueron superadas en parte en los trabajos de Brandt *et al.* (1996) y Morozov *et al.* (2002) quienes incorporaron efectos no hidrostáticos en los modelos, permitiendo la descripción de la estructura y dinámica de un bore interno. Sin embargo, en dichos trabajos no se estudió la estructura detallada porque el modelo de Brandt *et al.* (1996) era bi-capa y sólo débilmente no-hidrostático, y el de Morozov *et al.* (2002) fue realizado con una malla de muestreo demasiado gruesa en el eje horizontal (200 m de tamaño de celda).

Este capítulo y el siguiente están dedicados a mostrar la simulación de los procesos de la generación y propagación de las ondas internas en el estrecho de Gibraltar obtenidos a partir de un modelo no hidrostático, no lineal, de alta resolución y con σ -coordenadas. En primer lugar, se va a comenzar detallando las ecuaciones que se van a emplear y se explicará el método de resolución numérica del sistema de ecuaciones resultante. En los resultados se analizarán diferentes experimentos numéricos llevados a cabo para indagar en la influencia de determinados parámetros como la intensidad de la corriente, la anchura y batimetría del estrecho sobre las características de las ondas y se describirá en detalle el campo de densidad y velocidad asociado a las ondas internas tanto en la fase de generación como durante su liberación y propagación.

Por otro lado, en el siguiente capítulo, nos centraremos más en el análisis de la naturaleza multimodal de las ondas internas simuladas. Como se verá, el capítulo 5 está escrito en inglés para cumplir con uno más de los requisitos necesarios para la obtención del Doctorado Europeo. Ante esta circunstancia, se ha optado por mantener la misma estructura con la que ha sido publicado por lo que algunos de los aspectos tratados en el presente capítulo quedarán inevitablemente repetidos en el siguiente.

4.1. FORMULACIÓN MATEMÁTICA DE LA MAREA BAROCLINA NO-LINEAL

El sistema de ecuaciones que describe la dinámica de las ondas internas, requiere el empleo de hipótesis razonables que simplifiquen el sistema para llegar a un compromiso entre la caracterización de los procesos que se pretenden estudiar y la resolución del sistema. Vamos a analizar la relevancia de algunos términos:

- Influencia de términos no lineales: Los efectos de no linealidad sobre las ondas internas son responsables del crecimiento de su amplitud durante los procesos de generación y descomposición en paquetes de ondas durante la propagación. Las ondas internas se producen en un medio estratificado debido a la interacción del flujo con un obstáculo topográfico. Variables como la topografía del fondo y el forzamiento de marea barotrópica son cruciales para determinar si los términos no lineales desempeñan un papel importante en las características de las ondas generadas. La importancia de estos términos no lineales puede determinarse a partir del parámetro de no linealidad, ε , (Gerkema, 1994 y 1996) definido como:

$$\varepsilon = \frac{\text{excursión de la marea}}{\text{escala de longitud topográfica}} \times \frac{\text{altura topográfica}}{\text{profundidad del fluido}} \quad (4.1)$$

donde la excursión de marea se define como la relación entre la amplitud de corriente de marea barotrópica y la frecuencia de marea, la escala de longitud topográfica es la longitud del obstáculo (en la dirección del flujo de marea), la altura topográfica es la altura del obstáculo y la profundidad del fluido es la profundidad de la columna de agua antes de encontrar el obstáculo.

Las ondas internas que se pueden generar son débilmente no lineales si $\varepsilon \ll 1$ (es decir, si el flujo de marea es muy débil o la altura topográfica es muy pequeña) pudiéndose considerar, únicamente en estos casos, la aproximación lineal.

Para analizar si los términos no lineales se pueden despreciar en las ecuaciones que rigen la generación y propagación de ondas internas en el estrecho, se ha estimado el valor del parámetro de no linealidad. Para calcular la excursión de marea, se ha considerado una velocidad máxima de corriente barotrópica de $\sim 1.5 \text{ m s}^{-1}$ y la frecuencia de marea semidiurna M_2 ($2\pi/T_{M2}$) en donde T_{M2} es el periodo de la onda M_2 . La longitud topográfica ($\sim 25 \text{ Km}$) se ha tomado como la distancia entre Tarifa ($\sim 900 \text{ m}$ de profundidad) y el umbral de Camarinal ($\sim 200 \text{ m}$ de profundidad). Con esto se encuentra un valor del parámetro de no linealidad de:

$$\varepsilon \approx \frac{1500}{25000} \times \frac{900 - 200}{900} \approx 0.6 \times 0.77 \approx 0.45, \quad (4.2)$$

lo que indica, que en el estrecho de Gibraltar no pueden despreciarse los términos no lineales.

- Influencia de términos no hidrostáticos: la hipótesis de presión hidrostática asume que la presión en cualquier profundidad se debe solamente al peso de la columna de agua sobre el punto considerado. Así, la ecuación del momento que corresponde a la dirección vertical, z , se reduce a la ecuación hidrostática:

$$\frac{dP}{dz} = -g\rho_0(x, y, z). \quad (4.3)$$

Esta hipótesis es inadecuada en el estudio de ondas internas fuertemente no lineales como las que se producen en el estrecho. Los efectos no lineales, favorecen el aumento de la amplitud y la inclinación de la onda y deben compensarse con los efectos dispersivos no hidrostáticos para crear ondas internas solitarias y ondas de sotavento. Por tanto, la velocidad vertical no puede despreciarse y la inclusión de los términos de aceleración vertical en la ecuación del balance del momento es imprescindible para reproducir la dinámica de la marea interna no lineal.

- Influencia de la rotación de la tierra: La influencia de la rotación de la tierra en la dinámica de la marea interna del estrecho se refleja en la variación periódica en la inclinación transversal de la interfaz del estrecho de Gibraltar. No obstante, el estudio numérico realizado por Izquierdo *et al.* (2001), en el que compara dos simulaciones, realizadas con y sin influencia de la rotación de la tierra, demuestra que ambos resultados son muy similares. Por lo tanto, como primera aproximación a la simulación de ondas internas en el estrecho, vamos a ignorar el término de Coriolis en nuestro balance de fuerzas.
- Influencia de gradientes transversales: Las mareas baroclinas en el estrecho de Gibraltar se generan principalmente debido a la interacción del flujo con el bajo de Camarinal, el cual es perpendicular al eje longitudinal del estrecho. Además, el flujo de marea en el estrecho posee un carácter prácticamente rectilíneo, siendo la componente longitudinal de la velocidad mucho mayor que la transversal. Por lo tanto, las ondas internas se van a orientar, básicamente, en esta dirección y los campos de variables asociados a las ondas se pueden considerar entonces como bi-dimensionales (en el plano x - z) asumiendo, por simplificación, que existe invariabilidad de todas las funciones a lo largo de la dirección transversal al canal ($\partial/\partial y \cong 0$). Consecuentemente la componente transversal de la velocidad será despreciada.
- Geometría del canal: con el fin de tener en cuenta la influencia de la variación en anchura del canal, las ecuaciones se van a promediar lateralmente, en este sentido, el modelo a desarrollar será 2.5D.

En base a las hipótesis planteadas, el sistema de ecuaciones no lineal, no hidrostático y 2.5D que describe la generación de las ondas internas en el estrecho de Gibraltar puede expresarse de la forma:

$$\left. \begin{aligned}
 u_t + uu_x + wu_z &= -\frac{\tilde{P}_x}{\rho_0} + \frac{(2bA^H u_x)_x + (2bA^V u_z)_z}{2b} \\
 w_t + uw_z + ww_z + \frac{g\tilde{\rho}}{\rho_0} &= -\frac{\tilde{P}_z}{\rho_0} + \frac{(2bA^H w_x)_x + (2bA^V w_z)_z}{2b} \\
 (2bu)_x + (2bw)_z &= 0 \\
 S_t + uS_x + wS_z &= \frac{(2bK^H S_x)_x + (2bK^V S_z)_z}{2b} \\
 T_t + uT_x + wT_z &= \frac{(2bK^H T_x)_x + (2bK^V T_z)_z}{2b}
 \end{aligned} \right\} \quad (4.5-4.9)$$

donde los subíndices x , z y t denotan las derivadas parciales, u y w son las componentes de velocidad en los ejes x , longitudinal, y z , vertical, promediadas lateralmente, \tilde{P} y $\tilde{\rho}$ son perturbaciones de presión y densidad, ρ_0 es el valor medio de la densidad, g la aceleración debida a la gravedad, S la salinidad y T es la temperatura; $2b$ representa el ancho del estrecho, A^H y A^V son los coeficientes de viscosidad cinemática turbulenta horizontal y vertical; K^H y K^V son los coeficientes de difusión cinemática turbulenta horizontal y vertical.

La viscosidad turbulenta vertical, A^V , y la difusividad vertical, K^V , se determinan (Pacanowski y Philander, 1981) por:

$$A^V = \frac{A_0}{(1 + \alpha Ri)^k} + A_b, \quad (4.10)$$

$$K^V = \frac{A^V}{(1 + \alpha Ri)^k} + K_b, \quad (4.11)$$

donde Ri es el número de Richardson:

$$Ri = \frac{N^2(z)}{u_z^2}, \quad (4.12)$$

siendo $N(z)$, la frecuencia de Brunt-Väisälä:

$$N^2(z) = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}. \quad (4.13)$$

A_b y los K_b son los parámetros de la disipación del medio y A_0 , α y k son parámetros ajustables.

Por otro lado, la viscosidad turbulenta horizontal, A^H , y la difusión turbulenta horizontal, K^H , se han parametrizado por:

$$A^H(i,j) = \beta_0 + 10^{10} \left(\frac{i-I/2}{I} \right)^{26} + \frac{4}{\left(1 + \frac{i-i_c}{84}\right)^4}; \quad (4.14)$$

$$K^H(i,j) = \mu_0 + 10^{10} \left(\frac{i-I/2}{I} \right)^{26} + \frac{4}{\left(1 + \frac{i-i_c}{84}\right)^4}; \quad (4.15)$$

donde β_0 y μ_0 son valores homogéneos del medio, i refleja cada nodo en la dirección longitudinal, I el número total de celdas en la dirección x e i_c la celda en la que se encuentra la cumbre del umbral de Camarinal.

La densidad se calcula mediante la ecuación de estado de Doronin (1981):

$$\rho(S, T, z) = [1025.41 (0.97529 + 0.02737 (S/35) - 0.00006 (T/17.5) - 0.00140 (T/17.5)^2 - 0.00119 (S/35) (T/17.5) + 0.00430 Z/h_{\max})]. \quad (4.16)$$

Uno de los problemas más difíciles de abordar en los modelos numéricos, es la definición de las condiciones de contorno para una perturbación de presión. Para evitar esta dificultad, se elimina la presión de las ecuaciones gobernantes definiendo así una función de corriente, Ψ , tal que:

$$u = \frac{\Psi_z}{2b}, \quad (4.17)$$

$$w = -\frac{\Psi_x}{2b}, \quad (4.18)$$

y la vorticidad, Ω , dada por:

$$\Omega = \frac{\psi_{xx}}{2b} + \frac{\psi_{zz}}{2b} - \frac{b_x \psi_x}{2b^2}. \quad (4.19)$$

Entonces, el sistema a solucionar toma la forma:

$$\left. \begin{aligned} \Omega_t + \frac{1}{2b} J(\Omega, \psi) - \frac{1}{2b^2} b_x \Omega \psi_z &= \frac{g \rho_x}{\rho_0} + A^H \Omega_{xx} + (A_z^V \psi_{zz})_z + (A^V \Omega_z)_z \\ \Omega &= \frac{\psi_{xx}}{2b} + \frac{\psi_{zz}}{2b} - \frac{b_x \psi_x}{2b^2} \\ S_t + \frac{1}{2b} J(S, \psi) &= K^H S_{xx} + K^V S_{zz} \\ T_t + \frac{1}{2b} J(T, \psi) &= K^H T_{xx} + K^V T_{zz} \end{aligned} \right\} \quad (4.20)$$

Donde $J(C, D) = C_x D_z - C_z D_x$ representa el operador Jacobiano de C y D .

Por último, como la profundidad de la columna de agua es menor en la zona del umbral que en el resto del dominio, los gradientes verticales de las características de la onda son más acusados en esta zona. Por esta razón, es necesaria la construcción de una malla vertical óptima para la implementación numérica de las ecuaciones que gobiernan el movimiento, lo cual se consigue aumentando su resolución en la zona más somera (Fig. 4.1). Para este fin, se hace uso de la transformación de z -coordenadas a σ -coordenadas. Como resultado, el plano vertical del dominio, de área irregular en coordenadas cartesianas (x, z) , se corresponde con un rectángulo de coordenadas- σ mediante la transformación

$$\sigma(x, z) = \frac{-z}{h(x)}, \quad (4.21)$$

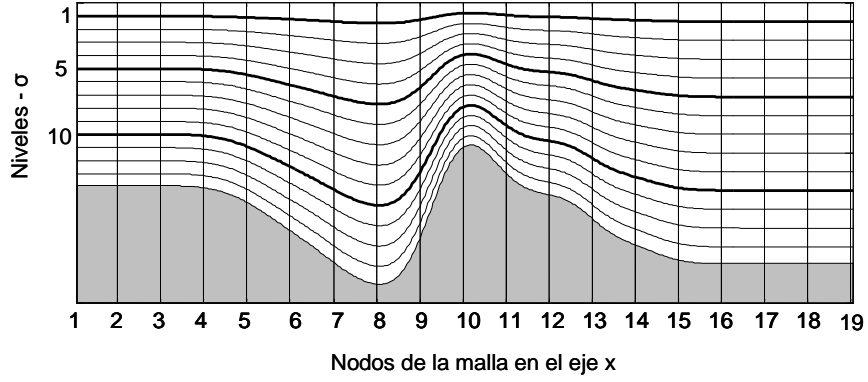


Figura 4.1. Ejemplo de coordenadas- σ en el umbral de Camarinal.

con lo cual el sistema a resolver queda:

$$\left. \begin{aligned}
 \Omega_t - \frac{1}{2bh} J(\Omega, \psi) + \frac{1}{2b^2h} b_x \Omega \psi_z &= \frac{g}{\rho_0} \left(\rho_x - \frac{z}{h} h_x \rho_z \right) + \\
 + A^H \left[\Omega_{xx} - \frac{2z}{h} h_x \Omega_{xz} + \frac{z^2}{h^2} h_x^2 \Omega_{zz} + \left(\frac{2z}{h^2} h_x^2 - \frac{z}{h} h_{xx} \right) \Omega_z \right] &+ A^V \frac{1}{h^2} \Omega_{zz} \\
 S_t - \frac{1}{2bh} J(S, \psi) = K^H \left[S_{xx} - \frac{2z}{h} h_x S_{xz} + \frac{z^2}{h^2} h_x^2 S_{zz} + \left(\frac{2z}{h^2} h_x^2 - \frac{z}{h} h_{xx} \right) S_z \right] &+ K^V \frac{1}{h^2} S_{zz} \\
 T_t - \frac{1}{2bh} J(T, \psi) = K^H \left[T_{xx} - \frac{2z}{h} h_x T_{xz} + \frac{z^2}{h^2} h_x^2 T_{zz} + \left(\frac{2z}{h^2} h_x^2 - \frac{z}{h} h_{xx} \right) T_z \right] &+ K^V \frac{1}{h^2} T_{zz} \\
 \Omega = \frac{1}{2b} \left[\psi_{xx} - \frac{2z}{h} h_x \psi_{xz} + \frac{z^2}{h^2} h_x^2 \psi_{zz} + \left(\frac{2z}{h^2} h_x^2 - \frac{z}{h} h_{xx} \right) \psi_z \right] & \\
 + \frac{1}{2bh^2} \psi_{zz} - \frac{b_x}{2b^2} \left(\psi_x - \frac{z}{h} h_x \psi_z \right) &
 \end{aligned} \right\} (4.22 - 4.26)$$

4.2. APROXIMACIÓN POR DIFERENCIAS FINITAS

El sistema que se acaba de presentar, necesita ser resuelto por métodos numéricos. En este caso, se ha aplicado un esquema basado en la aproximación por diferencias finitas en el cual las derivadas de las ecuaciones se estiman mediante expresiones finitas. De esta forma, las ecuaciones continuas originales se transforman en ecuaciones de forma discreta y, de igual manera, el dominio de la zona de estudio es sustituido por un sistema discreto.

4.2.1. Dominio y malla del modelo

El dominio del modelo considera la morfología del estrecho de Gibraltar en sus tres componentes Cartesianas (x , y , z) con z dirigida verticalmente hacia arriba y $z=0$ en la superficie. El área se extiende longitudinalmente desde 6.10° W hasta 5.09° W, cubriendo un total de 90 kilómetros, 60 Km que corresponden al estrecho de Gibraltar en sí y 15 Km añadidos en los límites del Este y del Oeste del estrecho. El tamaño de celda en el eje longitudinal es de 50 m, así que el dominio está constituido por 1800 celdas a lo largo del estrecho.

Por otro lado, para caracterizar la anchura variable del canal, se ha establecido la línea de costa, como la isóbata de 50 m de profundidad (Fig. 4.2) para alejar la región más somera y, por simplicidad, se ha considerado que el Estrecho es simétrico respecto a su eje longitudinal, denotando la anchura del estrecho como $2b(x)$, como se vio en el apartado 4.1.

Se ha empleado una batimetría del umbral de Camarinal registrada durante una de las campañas piloto (Fig. 4.2), ésta ha sido convenientemente suavizada y, a ambos lados del umbral, hacia los extremos oriental y occidental, se ha considerado una profundidad constante, mayor en el este que en el oeste.

La coordenada vertical del modelo está dividida en 140 niveles- σ , lo cual implica una celda vertical del tamaño de 4 m en la zona de mayor profundidad y de 1.78 m en la de menor profundidad.

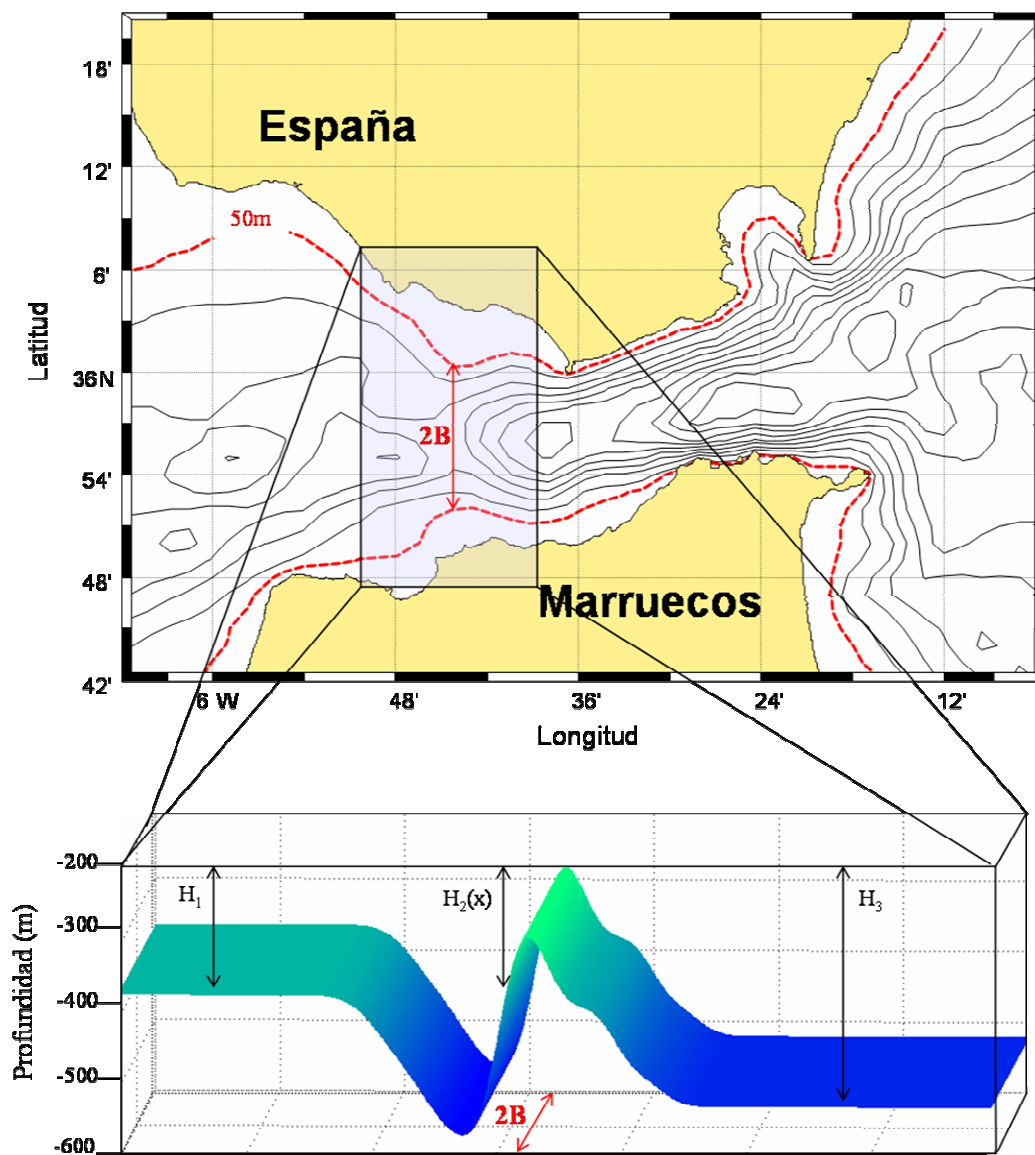


Figura 4.2. Mapa del estrecho de Gibraltar. Isóbatas negras representan profundidades cada 100 m y la isóbata roja representa la línea de 50 m (arriba). Esquema correspondiente a la batimetría suavizada en la zona sombreada del mapa superior (abajo).

Para garantizar la estabilidad del sistema, el valor del paso temporal, Δt , se ha tomado de acuerdo a la condición de Courant-Friedrichs-Levi:

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{C_{\max}}, \quad (4.27)$$

donde C_{\max} es la máxima velocidad de fase de la propagación de las ondas internas.

4.2.2. Discretización de las ecuaciones

La malla rectangular descrita, permite el desarrollo de un esquema numérico relativamente simple de las ecuaciones que gobiernan el movimiento. Para la aproximación en diferencias finitas se presenta una malla (I, J, N) para la variación espacio-temporal (x, z, t) con pasos Δx ($i=1, 2, \dots, I$), Δz ($j=1, 2, \dots, J$) y Δt ($n=1, 2, \dots, N$), respectivamente (Fig. 4.3).

Se asume que todas las funciones son conocidas en el paso temporal n -ésimo y que es necesario encontrar las funciones desconocidas en los pasos $n+1$. Para lograrlo es útil aproximar las derivadas primeras y segundas respecto a x y z usando las expansiones en series de Taylor. Así, el valor de una función $\Omega(x, z, t)$ en el nodo (i, j, n) se determina por:

$$\Omega_{ij}^n = \Omega(i\Delta x, j\Delta z, t\Delta n). \quad (4.28)$$

Entonces, las primeras y segundas derivadas de una función en los ejes x y z pueden aproximarse con un esquema de diferencias centradas de segundo orden:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial x} = \frac{\Omega_{i+1,j}^n - \Omega_{i-1,j}^n}{2\Delta x} + O(\Delta x^2), \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial z} = \frac{\Omega_{i,j+1}^n - \Omega_{i,j-1}^n}{2\Delta z} + O(\Delta z^2), \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} = \frac{\Omega_{i+1,j}^n - 2\Omega_{i,j}^n + \Omega_{i-1,j}^n}{(\Delta x)^2} + O(\Delta x^2), \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} = \frac{\Omega_{i,j+1}^n - 2\Omega_{i,j}^n + \Omega_{i,j-1}^n}{(\Delta z)^2} + O(\Delta z^2), \quad (4.32)$$

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial z} = \frac{\Omega_{i+1,j+1}^n + \Omega_{i-1,j-1}^n - \Omega_{i+1,j-1}^n - \Omega_{i-1,j+1}^n}{4\Delta x \Delta z} + O(\Delta x^2, \Delta z^2, \Delta x \Delta z). \quad (4.33)$$

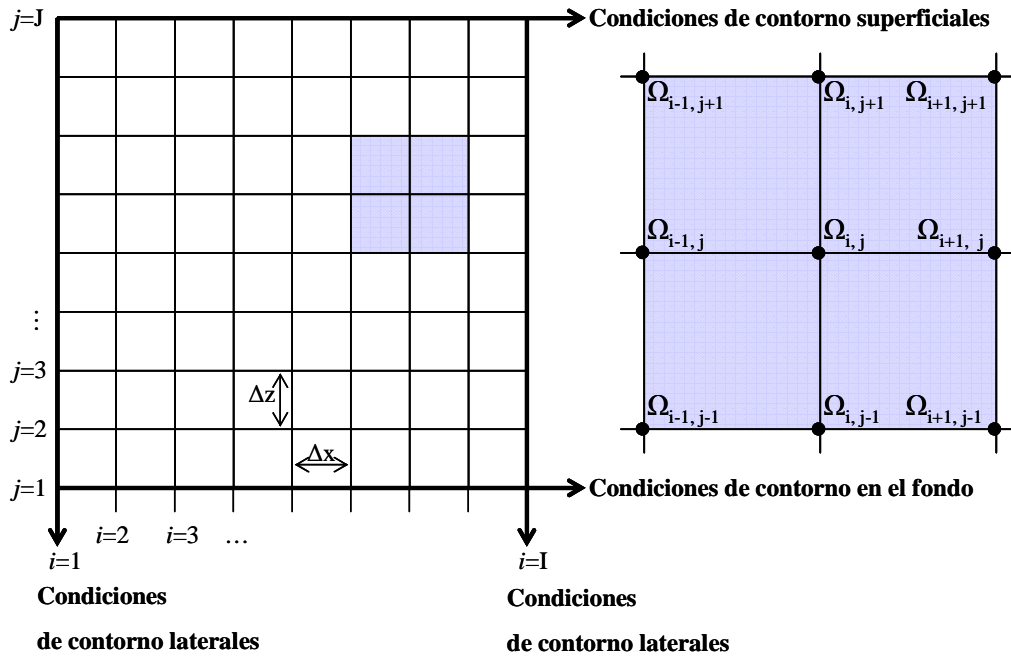


Figura 4.3. Malla de cálculo. En cada nodo (i, j) , además de calcular la vorticidad, Ω , se estiman la función de corriente, Ψ , temperatura, T , salinidad, S , y densidad, ρ .

Para encontrar las funciones desconocidas en el paso $n+1$, se emplea el método de disgregación (Marchuk, 1980) dividiendo el paso temporal en dos semi-pasos, para los niveles $n+1/2$ y $n+1$. Para el primer semi-paso, las ecuaciones se solucionan explícitamente en la dirección x , e implícitamente en la dirección z . Escribiendo el primer semi-paso, la ecuación de vorticidad quedaría:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\Omega_{i,j}^{n+1/2} - \Omega_{i,j}^n}{0.5\Delta t} - \frac{1}{2b_{i,j}h_{i,j}} \left[\left(\frac{\Omega_{i+1,j}^n - \Omega_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \right) \left(\frac{\psi_{i,j+1}^n - \psi_{i,j-1}^n}{2\Delta z} \right) - \left(\frac{\Omega_{i,j+1}^{n+1/2} - \Omega_{i,j-1}^{n+1/2}}{2\Delta z} \right) \left(\frac{\psi_{i+1,j}^n - \psi_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \right) \right] + \\
 & + \frac{1}{2b_{i,j}^2 h_{i,j}} \Omega_{i,j}^n \frac{b_{i+1,j}^n - b_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \frac{\psi_{i,j+1}^n - \psi_{i,j-1}^n}{2\Delta z} = \frac{g}{\rho_0} \left(\frac{\rho_{i+1,j}^n - \rho_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \right) - \frac{z_{i,j}}{h_{i,j}} \frac{h_{i+1,j} - h_{i-1,j}}{2\Delta x} \frac{\rho_{i,j+1}^n - \rho_{i,j-1}^n}{2\Delta z} + \\
 & + A^H \left[\frac{\Omega_{i+1,j}^n - 2\Omega_{i,j}^n + \Omega_{i-1,j}^n}{\Delta x^2} - \frac{2z_{i,j}}{h_{i,j}} \frac{h_{i+1,j} - h_{i-1,j}}{2\Delta x} \frac{\Omega_{i+1,j+1}^n + \Omega_{i-1,j-1}^n - \Omega_{i+1,j-1}^n - \Omega_{i-1,j+1}^n}{4\Delta x \Delta z} \right] + \\
 & + A^H \left[\frac{z_{i,j}^2}{h_{i,j}^2} \left(\frac{h_{i+1,j} - h_{i-1,j}}{2\Delta x} \right)^2 \frac{\Omega_{i,j+1}^{n+1/2} - 2\Omega_{i,j}^{n+1/2} + \Omega_{i,j-1}^{n+1/2}}{\Delta z^2} \right] + \\
 & + A^H \left[\left(\frac{2z_{i,j}}{h_{i,j}^2} \frac{h_{i+1,j} - h_{i-1,j}}{2\Delta x} \right)^2 - \frac{z_{i,j}}{h_{i,j}} \frac{h_{i+1,j} - 2h_{i,j} + h_{i-1,j}}{\Delta x^2} \frac{\Omega_{i,j+1}^{n+1/2} - \Omega_{i,j-1}^{n+1/2}}{2\Delta z} \right] + \\
 & + A^V \frac{1}{h_{i,j}^2} \frac{\Omega_{i,j+1}^{n+1/2} - 2\Omega_{i,j}^{n+1/2} + \Omega_{i,j-1}^{n+1/2}}{\Delta z^2} \tag{4.34}
 \end{aligned}$$

Como todos los términos en el nivel n son conocidos, sólo los términos de vorticidad en $n+1/2$ son desconocidos y se deben resolver, así que agrupando los términos de vorticidad en $n+1/2$ se puede escribir:

$$\alpha_j \Omega_{i,j-1}^{n+1/2} + \beta_j \Omega_{i,j}^{n+1/2} + \gamma_j \Omega_{i,j+1}^{n+1/2} = F_j, \quad j = 2, 3, \dots, J-1, \tag{4.35}$$

donde:

$$\alpha_j = \left[\frac{-1}{h_{i,j}} \frac{1}{2\Delta z} \left(\frac{\psi_{i+1,j}^n - \psi_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \right) - A^H \frac{z^2 p^2}{\Delta z^2} + A_z^H \frac{2(p^2 - q)}{2\Delta z} - A^V \frac{1}{h_{i,j}^2 \Delta z^2} \right] \Omega_{i,j-1}^{n+1/2}, \quad (4.36)$$

$$\beta_j = \left[\frac{1}{0.5\Delta t} + \frac{2A^H}{\Delta z^2} z^2 p^2 + \frac{2A^V}{\Delta z^2} \frac{1}{h_{i,j}^2} \right] \Omega_{i,j}^{n+1/2}, \quad (4.37)$$

$$\gamma_j = \left[\frac{1}{h_{i,j}} \frac{1}{2\Delta z} \left(\frac{\psi_{i+1,j}^n - \psi_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \right) - A^H \frac{z^2 p^2}{\Delta z^2} - A_z^H \frac{2p^2 - q}{2\Delta z} - A^V \frac{1}{h_{i,j}^2 \Delta z^2} \right] \Omega_{i,j+1}^{n+1/2}, \quad (4.38)$$

$$\begin{aligned} F_j = & \frac{2\Omega_{i,j}^n}{\Delta t} + \frac{1}{h_{i,j}} \left(\frac{\Omega_{i+1,j}^n - \Omega_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \right) \left(\frac{\psi_{i,j+1}^n - \psi_{i,j-1}^n}{2\Delta z} \right) + \frac{g}{\rho_0} \left(\frac{\rho_{i+1,j}^n - \rho_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \right) - \\ & - z_{i,j} p \frac{\rho_{i,j+1}^n - \rho_{i,j-1}^n}{2\Delta z} + A^H \frac{\Omega_{i+1,j}^n - 2\Omega_{i,j}^n + \Omega_{i-1,j}^n}{\Delta x^2} - \\ & - A^H 2z_{i,j} p \frac{\Omega_{i+1,j+1}^n + \Omega_{i-1,j-1}^n - \Omega_{i+1,j-1}^n - \Omega_{i-1,j+1}^n}{4\Delta x \Delta z}, \end{aligned} \quad (4.39)$$

siendo:

$$p = \frac{1}{h_{i,j}} \frac{h_{i+1,j} - h_{i-1,j}}{2\Delta x} \quad y \quad (4.40)$$

$$q = \frac{1}{h_{i,j}} \frac{h_{i+1,j} - 2h_{i,j} + h_{i-1,j}}{\Delta x^2}. \quad (4.41)$$

Pero este sistema con $j=2,\dots,J-1$ no está completo. Contiene $J-2$ ecuaciones y J incógnitas y, por lo tanto, se necesitan dos ecuaciones más para poderse resolver. Estas ecuaciones se pueden encontrar usando las condiciones de contorno:

$$\Omega_{i,1}^{n+1/2} = \beta_1 \Omega_{i,2}^{n+1/2} + F_1, \quad (4.42)$$

$$\Omega_{i,J}^{n+1/2} = \beta_J \Omega_{i,J-1}^{n+1/2} + F_J. \quad (4.43)$$

El sistema algebraico de las ecuaciones de malla resultante se puede expresar numéricamente como:

$$\begin{pmatrix} 1 & \beta_1 & 0 & 0 & 0 \\ \alpha_2 & \beta_2 & \gamma_2 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_3 & \beta_3 & \gamma_3 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \beta_J & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Omega_{i,1} \\ \Omega_{i,2} \\ \Omega_{i,3} \\ \dots \\ \Omega_{i,J} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ \dots \\ F_J \end{pmatrix}, \quad (4.44)$$

el cual puede resolverse por métodos recurrentes ampliamente conocidos (Richtmyer y Morton, 1967; Marchuk, 1980) donde:

$$C_{i,j} = \beta_i + \alpha_i A_{i,j}, \quad (4.45)$$

$$A_{i,j+1} = \frac{-\gamma_i}{C_{i,j}}, \quad (4.46)$$

$$B_{i,j+1} = \frac{-\alpha_i B_j + F_i}{C_{i,j}}, \quad (4.47)$$

$$\Omega_{i,j}^{n+1/2} = A_{i,j+1} \Omega_{i,j+1}^{n+1/2} + B_{i,j+1}, \quad (4.48)$$

De manera similar, se soluciona la ecuación de vorticidad en el segundo semi-paso temporal, $n+1$. En este caso, se expresa Ω implícitamente en la dirección longitudinal, y explícitamente en la dirección vertical, se construye la matriz tridiagonal y se resuelve de manera análoga, utilizando, en esta ocasión, las condiciones laterales de contorno.

La función de corriente, se relaciona con la vorticidad a través de una ecuación elíptica (4.26). En este caso se ha optado por convertir el problema elíptico de condiciones de contorno en un problema de valores iniciales de tipo parabólico añadiendo un término que contiene una derivada temporal de la variable dependiente (Vlasenko *et al.*, 2005). Este procedimiento permite resolver la función de corriente empleando el método de disgregación al igual que la vorticidad, la salinidad y la temperatura. Finalmente, la densidad se encuentra mediante la ecuación de estado.

4.2.3. Especificación de las condiciones iniciales y de contorno

El interés de este trabajo está centrado en ondas internas y, por lo tanto, sólo interesa la respuesta baroclina del océano. Como la amplitud de las elevaciones superficiales debida a las ondas internas baroclinas es muy pequeña (algunos centímetros –del orden de 10^2 - 10^3 veces más pequeñas que las amplitudes de las ondas barotrópicas-), generalmente se utiliza la aproximación de superficie rígida (del inglés, “rigid lid”) en la superficie, $z=0$. Esta asunción elimina todas las ondas de gravedad superficiales, por lo que la superficie del mar permanece inmóvil.

El forzamiento de marea barotrópica se especifica en todas las secciones transversales con un flujo de marea oscilante descrito por una función de corriente de amplitud ψ_0 . También se considera que no hay ningún transporte del calor y ni de sal a través de la superficie, así que las condiciones de contorno en la superficie del mar ($z=0$) vienen dadas por:

$$\left. \begin{aligned} \psi &= \psi_0 \sin(\omega t) \\ \Omega &= 0 \\ T_z &= 0 \\ S_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.49-4.52)$$

donde ω es la frecuencia de la componente de marea semidiurna M_2 .

El fondo ($z = -h(x)$) es una línea de corriente, implicando que aquí

$$\psi = 0 \quad (4.53)$$

que se corresponde con la condición de adherencia (en inglés, “non-slip”) y, además, se asume que no existe flujo de calor ni de sal normal a través del fondo, así que:

$$\left. \begin{array}{l} \Omega = 0 \\ T_n = 0 \\ S_n = 0 \end{array} \right\} \quad (4.54)$$

donde \mathbf{n} identifica un vector unitario perpendicular a la superficie del fondo.

En los contornos abiertos se toma:

$$\psi(\pm L, z, t) = [1 - (z/h(\pm L))] \psi_0 \sin(\omega t), \quad (4.55)$$

donde $\pm L$ corresponde a los límites oriental y occidental del dominio. Por otro lado, los flujos de salinidad y temperatura en estos contornos se asumen iguales a cero:

$$\left. \begin{array}{l} \Omega = 0 \\ T_x = 0 \\ S_x = 0 \end{array} \right\} \quad (4.56-58)$$

Para resolver el sistema descrito, es necesario establecer las condiciones iniciales para todas las variables Ω , Ψ , T , S y ρ . La vorticidad y la función de la corriente son consideradas cero en el momento inicial. La temperatura y la salinidad se han tomado

directamente de un perfil de CTD adquirido en noviembre en el estrecho de Gibraltar (Fig. 4.4) determinando la densidad por la ecuación de estado.

Una vez resuelto el sistema, las variables de salida son: temperatura, salinidad, densidad, velocidad horizontal, u , y vertical, w , cada 10 minutos.

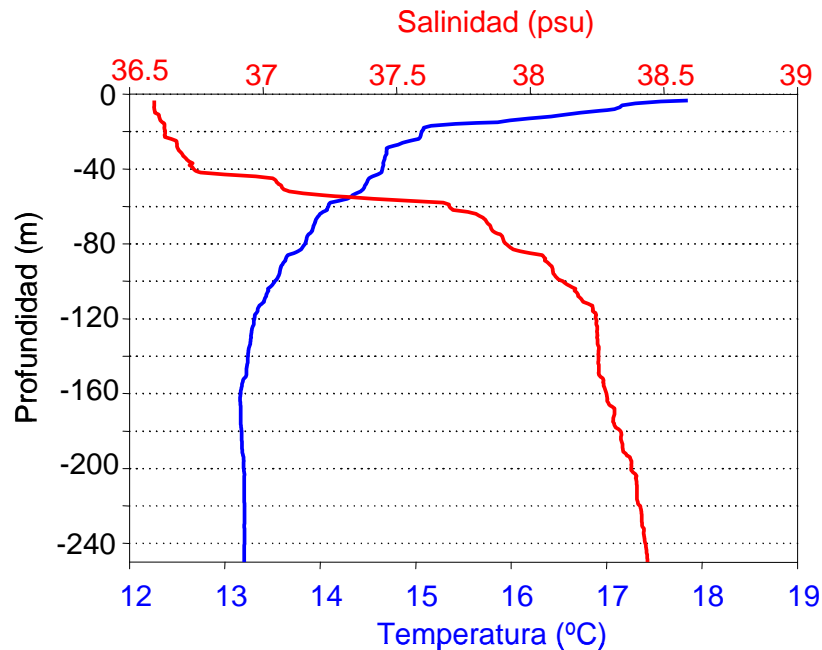


Figura 4.4. Perfiles de temperatura y salinidad usados en las condiciones iniciales del modelo.

4.3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Una vez descritas las ecuaciones que gobiernan la generación y propagación de las ondas internas y su resolución numérica, se van a presentar los resultados obtenidos en diferentes experimentos. En primer lugar, se explicarán brevemente los análisis realizados y posteriormente se mostrarán y discutirán los principales resultados.

4.3.1. Experimentos realizados

El modelo de alta resolución, no lineal y no hidrostático presentado para la simulación de la generación y propagación de ondas internas en el estrecho de Gibraltar es bastante inestable y requiere la realización de varios experimentos previos hasta encontrar los

parámetros que garanticen su estabilidad. Los parámetros que se han modificado, así como los valores usados en las pruebas realizadas, vienen recogidos en la tabla 4.I.

Parámetros	Valor
Δt (s)	1, 2, 4 , 10
Δx (m)	20, 40, 50
Δz (m)	2, 4 , 5, 8
A_0 (m ² s ⁻¹)	0.005
A_b (m ² s ⁻¹)	10⁻⁴
K_b (m ² s ⁻¹)	10⁻⁵
k	1, 2
α	5, 15
β_0 (m ² s ⁻¹)	0.15, 0.5, 1 , 2, 2.5, 3, 4, 5
μ_0 (m ² s ⁻¹)	0.15, 0.5, 1 , 2, 2.5, 3, 4, 5

Tabla 4.I. Lista de parámetros usados en los ensayos de estabilidad numérica. Los valores resaltados en negrita fueron los seleccionados

A la hora de realizar estos ensayos, hay que llegar a un compromiso entre la estabilidad del sistema y la posibilidad de simular los detalles característicos de los procesos ondulatorios que nos interesan estudiar. Uno de los factores claves, es la elección de los parámetros β_0 y μ_0 , de los que dependen los coeficientes de viscosidad y difusividad turbulenta. Valores altos de viscosidad facilitan la estabilidad del modelo, sin embargo, impiden la evolución de ondas internas limitando el crecimiento de su amplitud y disminuyendo la capacidad de desintegración en ondas internas solitarias. Por el contrario, valores bajos de viscosidad favorecen la formación de trenes de ondas pero aumentan la inestabilidad del sistema.

Una vez encontrados los valores de los parámetros que garantizan el equilibrio entre estabilidad del sistema y la conveniente descripción del desarrollo de los procesos, se ha realizado una serie de experimentos numéricos para estudiar la influencia que determinados

factores puedan tener sobre las características de las ondas generadas. Para ello, primero se ha establecido un experimento que, de aquí en adelante, denominaremos “de referencia”. En relación a este experimento, se han llevado a cabo diferentes experimentos comparativos modificando tan sólo una característica del modelo de referencia con el fin poder comprender los principales parámetros que controlan las características de las ondas internas generadas en el estrecho.

Los experimentos analizados son:

- Experimento de referencia: se emplean los parámetros que hacen estable el sistema y se fuerza con una corriente de marea barotrópica semidiurna (M_2) de 1 m s^{-1} de amplitud.
- Influencia de la intensidad de marea barotrópica: se mantienen los parámetros del experimento de referencia pero se fuerza con una intensidad de marea barotrópica semidiurna de mayor, 1.25 m s^{-1} , y menor amplitud, 0.5 m s^{-1} , que en el experimento de referencia.
- Influencia de la anchura del canal: se mantienen los parámetros del experimento de referencia, pero se considera que el estrecho de Gibraltar tiene una anchura constante.
- Influencia de la batimetría: se mantienen los parámetros del experimento de referencia pero se sustituye la batimetría por una más abrupta y más compleja, más similar al perfil batimétrico real del estrecho.

4.3.2. Experimento de referencia

En este apartado se va a presentar una descripción detallada de los resultados de la simulación de las ondas internas en el estrecho de Gibraltar para el experimento de referencia. Al tratarse del resultado que va a servir de guía para comparar los siguientes experimentos se va a analizar con mayor detalle. Se comenzará por una descripción de la perturbación del campo de densidad obtenido a lo largo de dos ciclos de marea,

posteriormente se ilustrará el campo de la velocidad asociado a dicha perturbación durante la generación y la propagación de las ondas internas.

4.3.2.1. Descripción del campo de densidad

La figura 4.5 muestra la evolución del campo de la densidad simulada durante las seis primeras horas del primer ciclo de marea semidiurna en todo el dominio espacial de estudio. El modelo comienza a funcionar partiendo del momento inicial, $t=0$ h, cuando la corriente es nula, en el cambio de corriente entrante (positiva, hacia el Este) a saliente (negativa, hacia el Oeste). Durante las dos primeras horas del ciclo de marea ($t=1-2$ h), el flujo barotrópico se acelera y, debido a la interacción de este flujo con la batimetría, se produce una débil elevación de isopícnas sobre la cresta del umbral y un débil hundimiento (~ 50 m) de las isopícnas a sotavento del mismo.

Esta onda de sotavento permanece arrestada al oeste del obstáculo por el flujo barotrópico que continua intensificándose. La amplitud de la onda aumenta y su pendiente se acentúa mientras que la onda permanece arrestada. En el instante $t=2$ h se pueden distinguir dos estructuras claramente diferenciadas, una estructura “A” en la cual las isopícnas se mueven en fase dirigidas todas hacia abajo, y una estructura “B” en la cual las isopícnas se desplazan en antifase, hacia arriba en la capa superior de la columna de agua y hacia abajo en la capa inferior. Estas dos estructuras se distinguen aún mejor en el momento en el que se produce la máxima saliente, $t=3$ h, cuando la estructura A, en forma de bore interno se separa del resto de las ondulaciones internas. Cuando la corriente saliente se debilita, $t=4$ h, el bore comienza a moverse hacia el mar Mediterráneo desintegrándose en un paquete de ondas solitarias mientras que la estructura B continúa arrestada a sotavento de Camarinal. Esta segunda estructura se libera cuando el flujo invierte su sentido a las $t=6$ h a la vez que un nuevo sistema de ondas internas, A’, comienza a generarse en la cara Este del umbral. Entre las observaciones de ondas internas en la zona de generación presentadas en el capítulo anterior ninguna corresponde a estas ondas, puesto que no han sido objeto de estudio en el marco del proyecto, sin embargo la existencia de estas ondas queda patente en las observaciones realizadas por AF&FA-88.

Dos horas más tarde, $t=8$ h, (Fig. 4.6) cuando el paquete de ondas solitarias está viajando a la altura de Tarifa y la estructura B se encuentra sobre el umbral de Camarinal la nueva onda interna generada en la cara occidental del umbral está bien desarrollada y ha aumentado su amplitud. De forma similar a la onda creada durante la saliente, esta onda permanece arrestada por el flujo (ahora entrante) creciendo hasta que aproximadamente a las $t=11$ h comienzan a propagarse hacia el océano Atlántico desintegrándose en otro paquete de ondas.

Se observa que la desintegración del salto hidráulico generado sobre la pendiente occidental del umbral comienza su proceso de desintegración en la misma zona de generación como se podía observar en las secciones de temperatura y velocidad (Figs. 3.6, 3.7, 3.9 y 3.10) del capítulo 3.

A medida que las ondas internas viajan hacia el mar Mediterráneo éstas continúan desintegrándose dando lugar a la aparición de un número de ondas cada vez mayor.

La amplitud de la onda que viaja a la cabeza del grupo (onda principal) es la mayor, estando todas las ondas del tren ordenadas por rango de amplitudes. Estas características del tren de ondas simulado están cualitativamente de acuerdo con las de las ondas registradas el día 12 de noviembre de 2003 (Fig. 3.11). Cuantitativamente se aprecia que la amplitud (recordemos que nos referimos a la altura entre de cresta y seno) de la onda principal simulada va aumentando desde su lugar de generación, ~75 m, hasta llegar a Punta Cires, ~100 m, y disminuye considerablemente cuando se encuentran a la altura de Gibraltar, ~60 m.

En cuanto a la celeridad con la cual se propagan las ondas internas desde su área de generación, ésta tiene un valor medio de 1.40 m s^{-1} . Este valor no es constante a lo largo del canal sino que es algo menor entre el umbral de Camarinal y Tarifa, y mayor entre Tarifa y Gibraltar. De hecho, entre la sección del umbral de Camarinal y de Tarifa la velocidad tiene un valor medio de 0.85 m s^{-1} , entre Tarifa y Punta Cires 1.78 m s^{-1} y entre Punta Cires y Gibraltar 1.59 m s^{-1} . Los resultados están cualitativamente de acuerdo con los obtenidos por otros autores (Izquierdo *et al.*, 2001; Sannino *et al.*, 2004) quienes han estimado una velocidad de propagación de 1.7 m s^{-1} , 2.5 m s^{-1} y 1.5 m s^{-1} para las mismas zonas respectivamente.

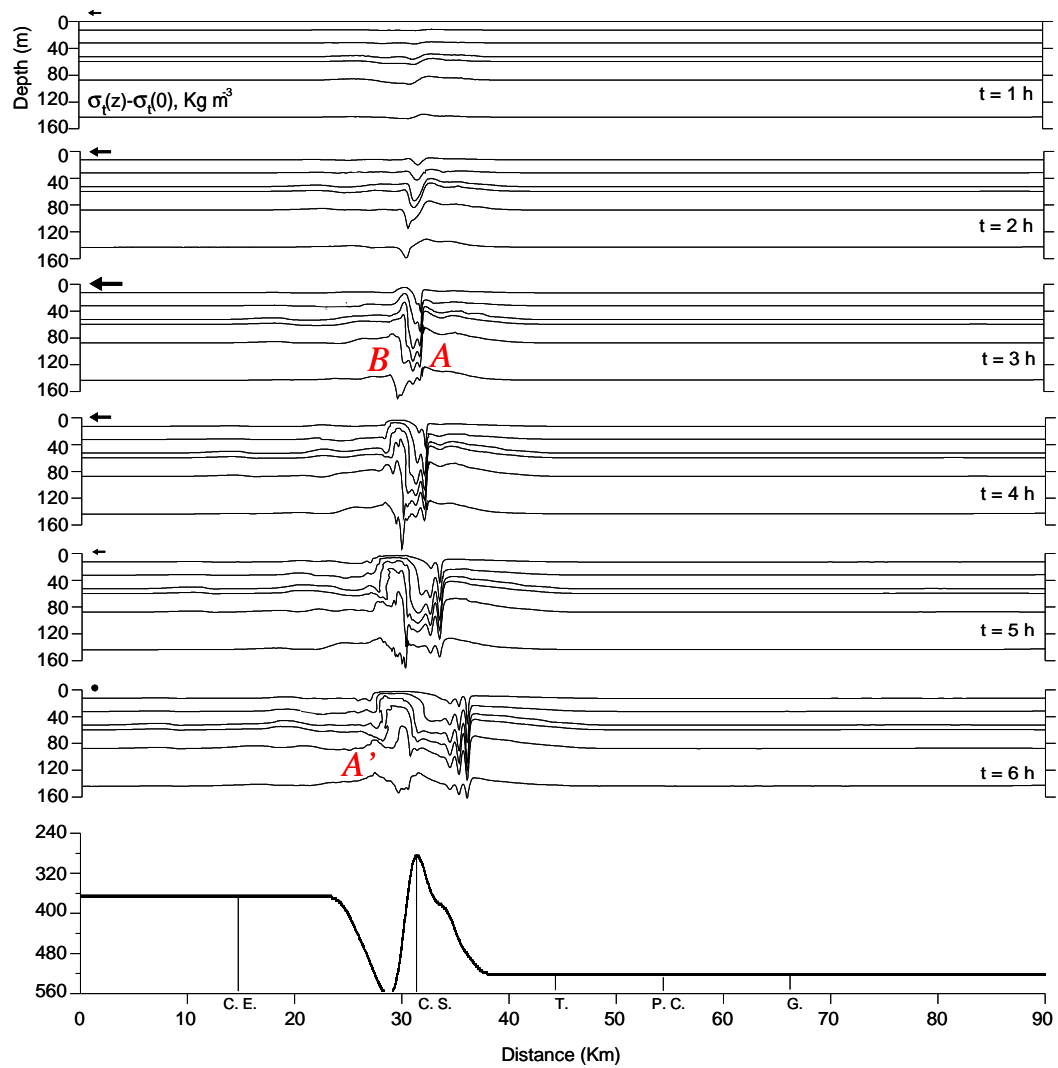


Figura 4.5. Campo de densidad del experimento de referencia durante el primer medio ciclo de marea semidiurna. Las flechas indican la intensidad de la corriente de marea. En la batimetría se indica Cabo Espartel (CE), umbral de Camarinal (CS), Tarifa (T), Punta Cires (PC) y Gibraltar (G).

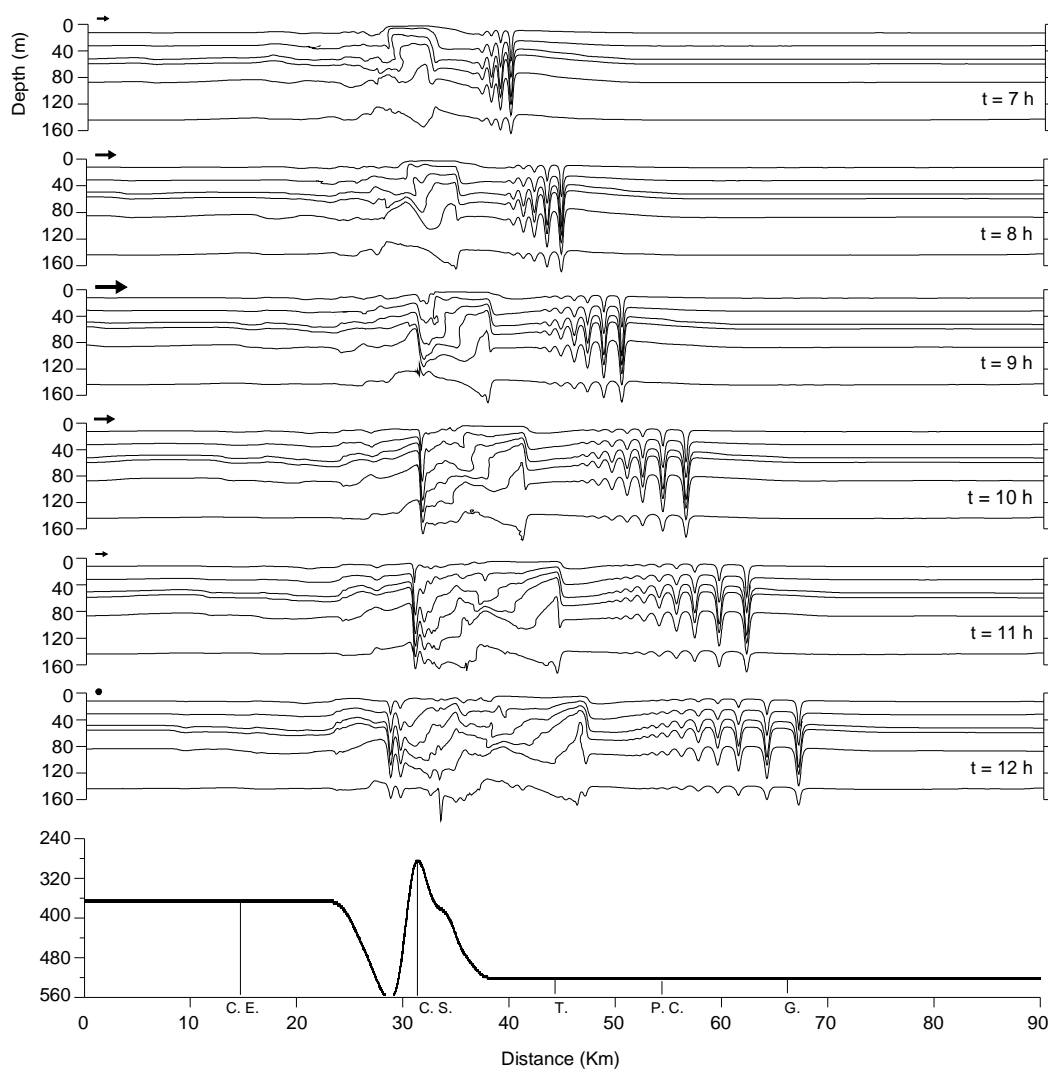


Figura 4.6. Campo de densidad del experimento de referencia durante el segundo medio ciclo de marea semidiurna. Las flechas indican la corriente de marea. En la batimetría se indica Cabo Espartel (CE), umbral de Camarinal (CS), Tarifa (T), Punta Cires (PC) y Gibraltar (G).

La estructura B que quedó arrestada por el flujo, y que una vez liberada viaja hacia el Mediterráneo, tiene una velocidad de propagación de aproximadamente 0.60 m s^{-1} , prácticamente la mitad de la velocidad de la primera estructura. Un análisis más detallado de la dinámica asociada a esta estructura B será presentado en el siguiente capítulo.

Durante las primeras horas del segundo ciclo de marea, $t=13.33\text{-}15.33 \text{ h}$, (Fig. 4.7) vuelve a generarse otra onda interna a sotavento del umbral durante la saliente, quedando arrestada, amplificándose y liberándose cuando el flujo saliente se debilita, de igual manera que lo hacía en el primer ciclo de marea. El fenómeno más interesante que diferencia el campo de densidad correspondiente al primer ciclo de marea del segundo, tiene lugar en torno a las $t=22.16 \text{ h}$ cuando el nuevo tren de ondas internas que viaja hacia el Este alcanza a la estructura B generada durante el ciclo anterior y que también está viajando hacia el mar Mediterráneo pero con menor velocidad. Puede verse como el campo de densidad correspondiente al paquete de ondas internas solitarias, en el cual cada onda es sucesivamente mayor que la onda situada inmediatamente detrás, se ve modificado cuando las dos estructuras se solapan espacialmente. Parece que la superposición de las estructuras A y B produce una intensificación de la amplitud de las ondas solitarias. Cuando la onda que se encuentra en la cabeza del grupo de ondas solitarias se encuentra con la estructura B ($t=22.16 \text{ h}$) su amplitud aumenta considerablemente. En el siguiente instante ($t=24.83 \text{ h}$) la onda principal ha adelantado a la estructura B mientras que las dos ondas solitarias siguientes permanecen superpuestas a esta estructura. En este momento la amplitud de las tres primeras ondas solitarias son muy similares, reflejando una disminución relativa de la amplitud de la primera onda, la cual está fuera de la estructura B y un aumento relativo de las dos siguientes, las cuales permanecen sobre a la estructura B . Además, la distancia entre los senos para el primer par de ondas respecto a las demás ha aumentado también considerablemente. La superposición de las estructuras A y B durante su propagación hacia el Este parece producir una distribución más regular de las perturbaciones internas encontrándose que el tren de ondas no se caracteriza por estar organizadas por orden de amplitud como durante el primer ciclo de marea sino que todas ellas poseen amplitudes similares. Esta distribución de las perturbaciones internas también recuerda a las observadas en secciones de temperatura y velocidad correspondientes a las fases de

Persecución realizada el 6 de noviembre de 2002 y 14 de noviembre de 2003 (Fig. 3.4 y 3.13).

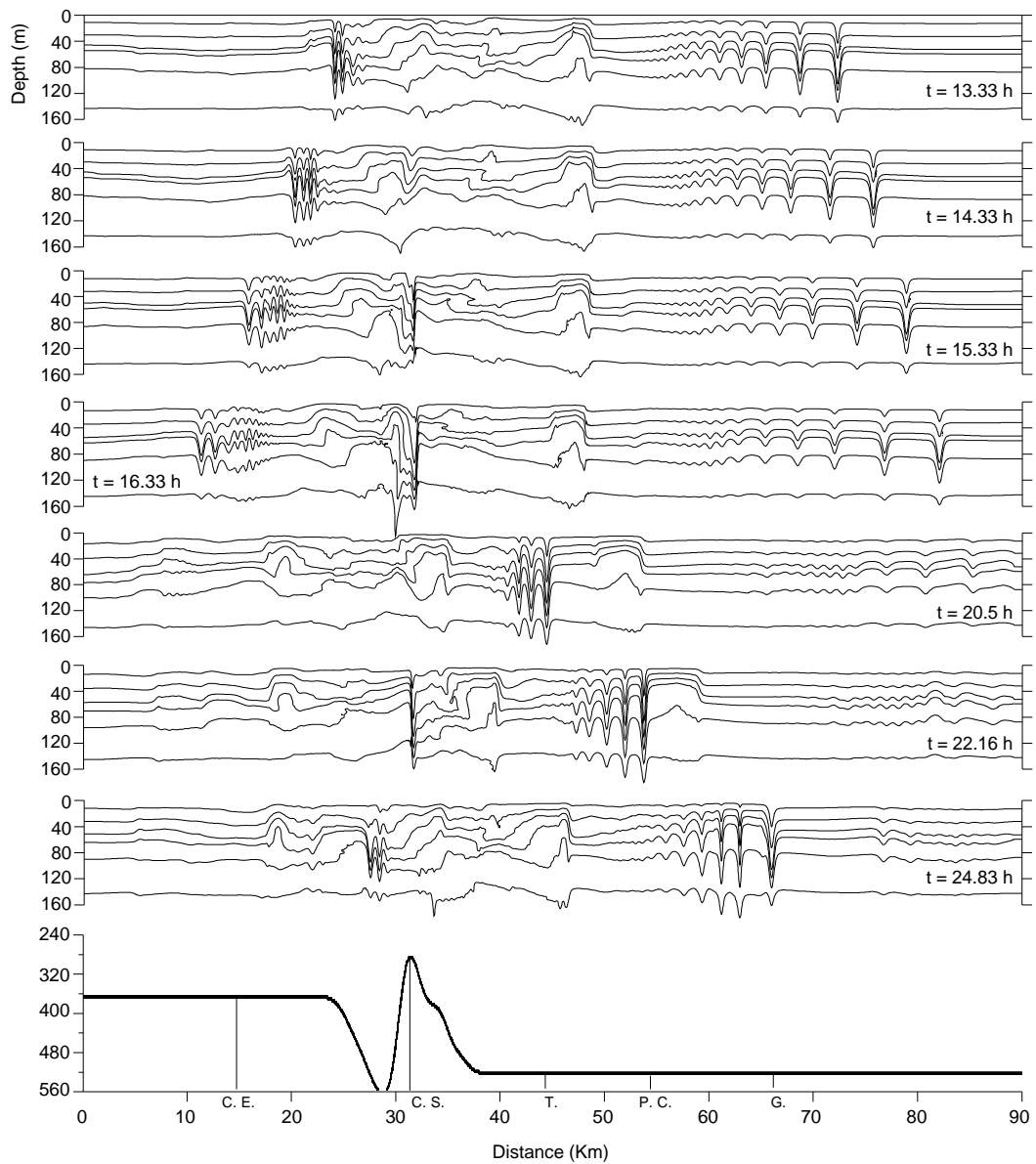


Figura 4.7. Campo de densidad del experimento de referencia durante el segundo ciclo de marea semidiurna. En la batimetría se indica Cabo Espartel (CE), umbral de Camarinal (CS), Tarifa (T), Punta Cires (PC) y Gibraltar (G).

4.3.2.2. Descripción del campo de velocidad

Hasta el momento se ha descrito la generación y propagación de ondas internas en el estrecho de Gibraltar mediante la simulación de las perturbaciones del campo de densidad producidas por estas ondas. Esta distribución de densidad, como se vio en el capítulo anterior, está acompañada de una correspondiente perturbación en los campos de velocidad, tanto longitudinal como vertical. En este apartado, se va a ilustrar como se comportan estas perturbaciones del campo de velocidad. En la figura 4.8 se ha representado el campo de densidad y velocidad en la zona del umbral de Camarinal durante las primeras seis horas del ciclo de marea ($t=1-6\ h$) para analizar la distribución de velocidad durante la fase de generación y arrestamiento de las ondas internas a sotavento de Camarinal. Durante las dos primeras horas del ciclo de marea, coincidiendo con la formación de la depresión de las isopícnas, se aprecia un incremento de la intensidad de flujo saliente especialmente notable sobre el umbral de Camarinal. Este campo de velocidad guarda mucha similitud con el encontrado en las secciones de temperatura y velocidad de los datos observados.

Al Este del umbral de Camarinal, donde el campo de densidad continúa imperturbado, el flujo tiene un carácter prácticamente homogéneo en toda la columna de agua. La corriente comienza a disminuir tímidamente en la capa superior de la columna de agua en la posición donde las isopícnas descienden. Esta característica se acentúa una hora más tarde ($t=3\ h$). En este momento el campo de velocidad puede dividirse en tres zonas con estructuras claramente diferentes: al Este del umbral, sobre el umbral y al Oeste del mismo.

Al Este del umbral la velocidad de la corriente es intensa y homogénea, manteniéndose un carácter prácticamente barotrópico desde la superficie hasta el fondo. Sobre la cumbre del umbral, la zona de menor profundidad, coincidiendo con la zona donde la interfaz desciende de manera acusada, la corriente parece estar guiada por las isopícnas, produciéndose una fuerte componente vertical hacia el fondo que acompaña al frente de onda en los primeros metros de la columna de agua. Por encima de la interfaz, la corriente se debilita casi por completo y, mientras tanto, por continuidad, en la capa profunda se produce un aumento de la saliente respecto a la encontrada al Este del umbral. En la figura 4.9 se ha representado una ampliación del campo de velocidad en estas dos zonas. Al Oeste del umbral se distingue un intenso chorro de agua a una profundidad intermedia mientras que por encima y por debajo del mismo la velocidad tiene bastante menor intensidad. Esta

intensa corriente parece dibujar las oscilaciones internas de gran amplitud las cuales se aprecian aún mejor una hora más tarde ($t=4\text{ h}$).

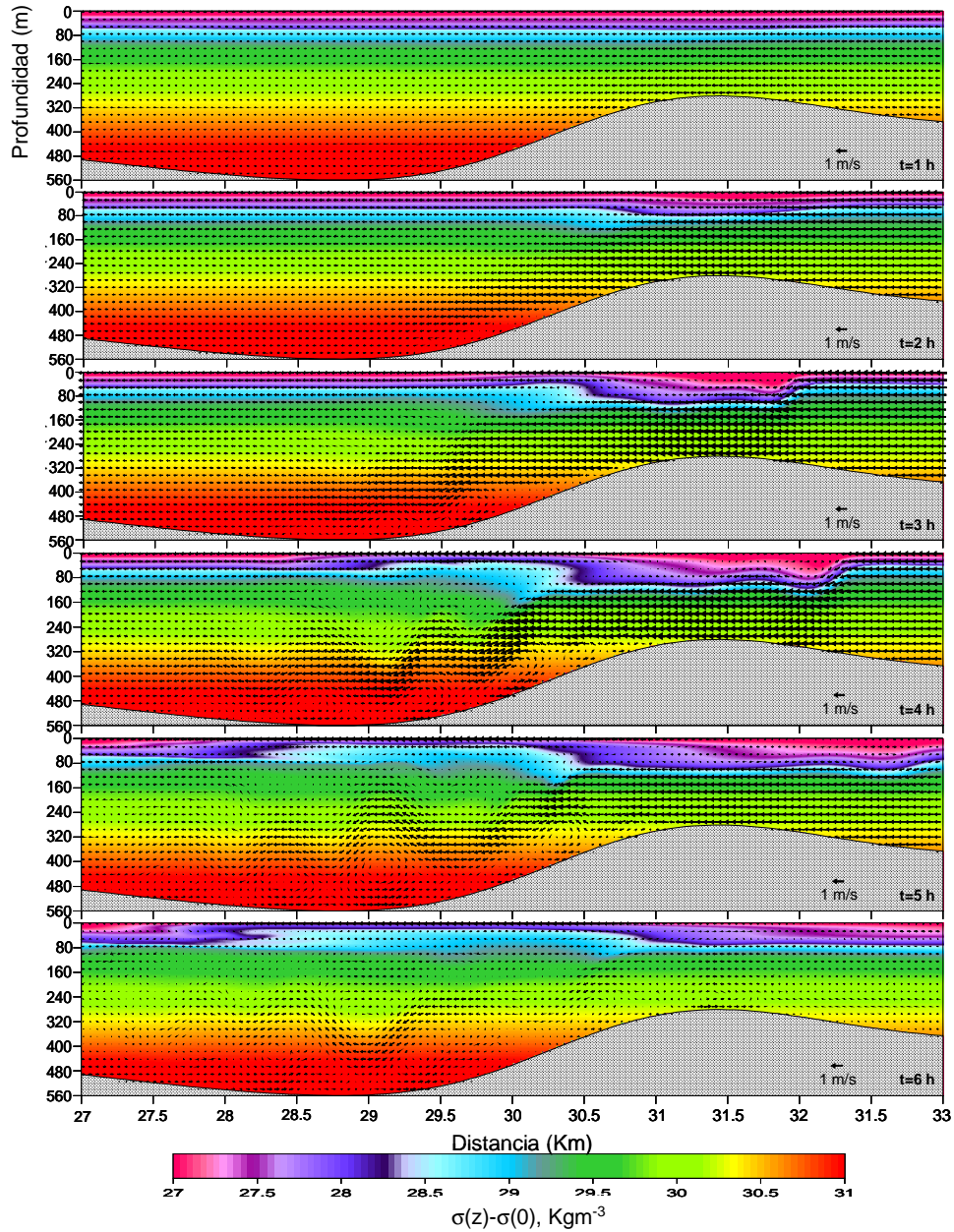


Figura 4.8. Campo velocidad (flechas) y densidad (escala de color) en el experimento de referencia durante la generación de las ondas internas sobre Camarinal.

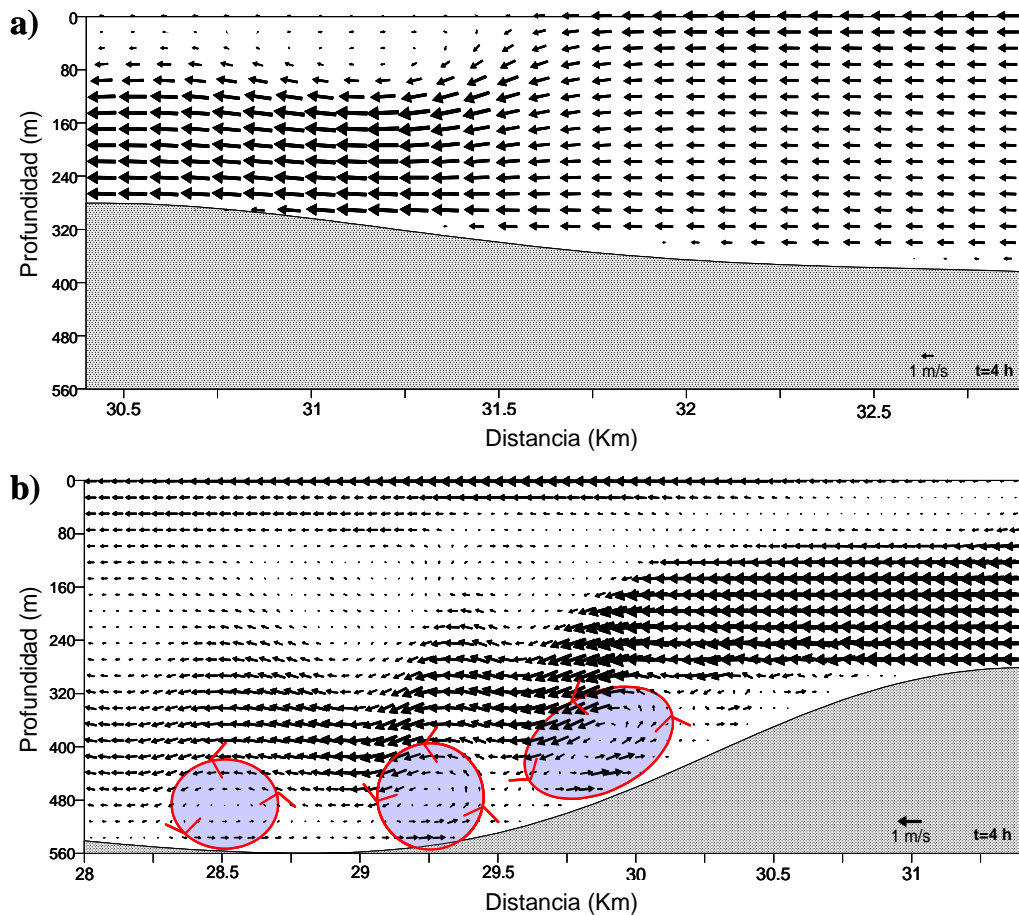


Figura 4.9. a) Ampliación de la estructura del campo de velocidad sobre el umbral de Camarinal y al Este del mismo en $t=4$ h. b) Ampliación del campo de velocidad al Oeste de Camarinal en $t=4$ h.

La figura 4.9b muestra una ampliación del campo de velocidad en esta zona donde se pueden observar, no sólo las oscilaciones de gran intensidad de este chorro sino también, la existencia de vórtices en la capa inferior asociados a estas ondulaciones. Por último, en $t=5-6$ h se observa un debilitamiento generalizado de la corriente que permite la propagación de las ondas hacia el Mediterráneo.

La semejanza de los campos de densidad y velocidad simulados en la fase de generación con los campos de temperatura y velocidad observados queda de manifiesto si se comparan las figuras 3.8 y 4.9. El empleo del modelo numérico revela la dinámica de corrientes en la capa más próxima al fondo, la cual desconocíamos en las observaciones, y

nos permite conocer el origen de la rama de velocidad ascendente que encontrábamos en las observaciones.

El campo de velocidad durante la propagación de la estructura *A* a su paso por Tarifa se ha representado en la figura 4.10. Los resultados de la simulación son concordantes con los encontrados en los datos de campo observados durante la fase de Persecución. Durante el viaje de las ondas internas, el campo de velocidad horizontal puede dividirse a grandes rasgos en dos zonas bien diferenciadas: la estructura asociada a los senos y la asociada a las crestas de las ondas.

En los senos, la velocidad horizontal lleva la misma dirección que la propagación de la onda por encima de la interfaz y en sentido opuesto a la propagación por debajo de ella. En las crestas, la velocidad se opone al sentido de propagación de la onda por encima de la interfaz mientras que lleva el sentido de la propagación por debajo de la interfaz.

En cuanto a la velocidad vertical se pueden distinguir también dos grandes zonas: de cresta a seno, donde la interfaz desciende y la velocidad vertical es negativa (hacia abajo) y de seno a cresta, donde la interfaz se eleva y la velocidad vertical es positiva (ascendente) en toda la columna de agua.

La distribución conjunta de la velocidad horizontal y vertical, igual que se observaba en los datos de campo (Figs. 3.11 c-d y 3.13 c-d), reproduce las trayectorias de partículas cíclicas que giran a la derecha. Además, se crean zonas de divergencia y convergencia como respuesta al gradiente de la componente u de velocidad en la superficie. Las áreas de divergencia están situadas entre los senos y las crestas mientras que las áreas de convergencias se encuentran entre las crestas y los senos.

La intensidad de la velocidad, horizontal y vertical, se asocia a la amplitud de la onda interna, de tal forma que las ondas internas de mayor amplitud tienen los valores más altos de intensidad y por lo tanto, las áreas de convergencia vienen caracterizadas por mayores gradientes horizontales de velocidad.

Por otro lado se ha analizado el campo de velocidad asociado a la estructura *B* en su viaje hacia el Este también a la altura de Tarifa (Fig. 4.11). Como se ha visto en la descripción del campo de densidad, la estructura *B* se caracteriza por tener desplazamientos de las isopícnas en anti-fase, sobre y bajo la interfaz, al contrario que ocurre en la estructura

A la cual se caracteriza por tener desplazamientos de las isopícnas en fase. Por lo tanto, cabe esperar que el campo de velocidad asociado a la estructura *B* sea también diferente. Coincidiendo con la zona de máxima amplitud de esta estructura (desplazamiento vertical máximo de las isopícnas en sentidos opuestos) el patrón de velocidad horizontal consiste en tres capas con dos cambios de signo a lo largo de la columna de agua. Sobre interfaz las velocidades se oponen a la dirección de propagación de onda, la capa intermedia se dirige en igual sentido a la propagación y bajo interfaz la velocidad vuelve a dirigirse en sentido opuesto a la propagación de onda.

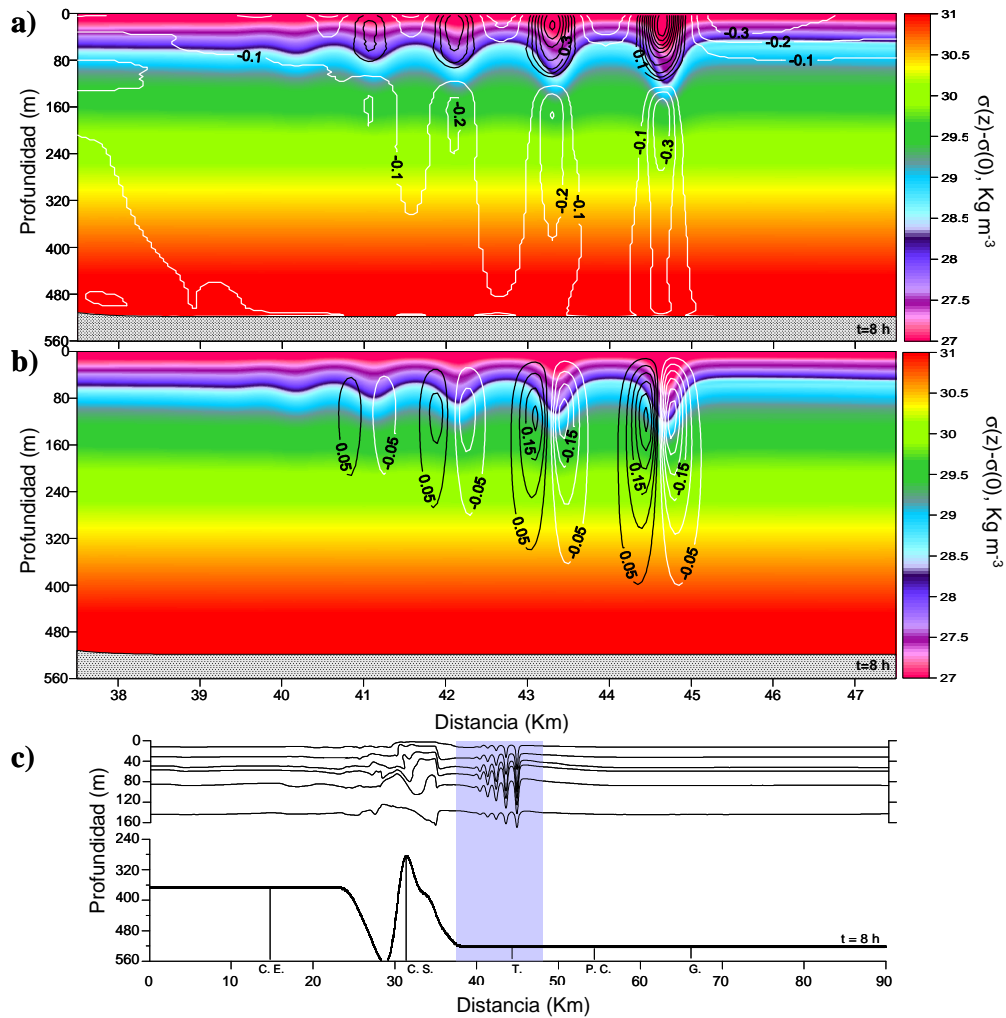


Figura 4.10. a) Velocidad horizontal sin flujo de marea (contorno) sobre el campo de densidad (escala de colores) b) Velocidad vertical sin flujo de marea (contorno) sobre el campo de densidad (escala de color). c) Campo de densidad del dominio completo con la zona sombreada correspondiente a las gráficas superiores.

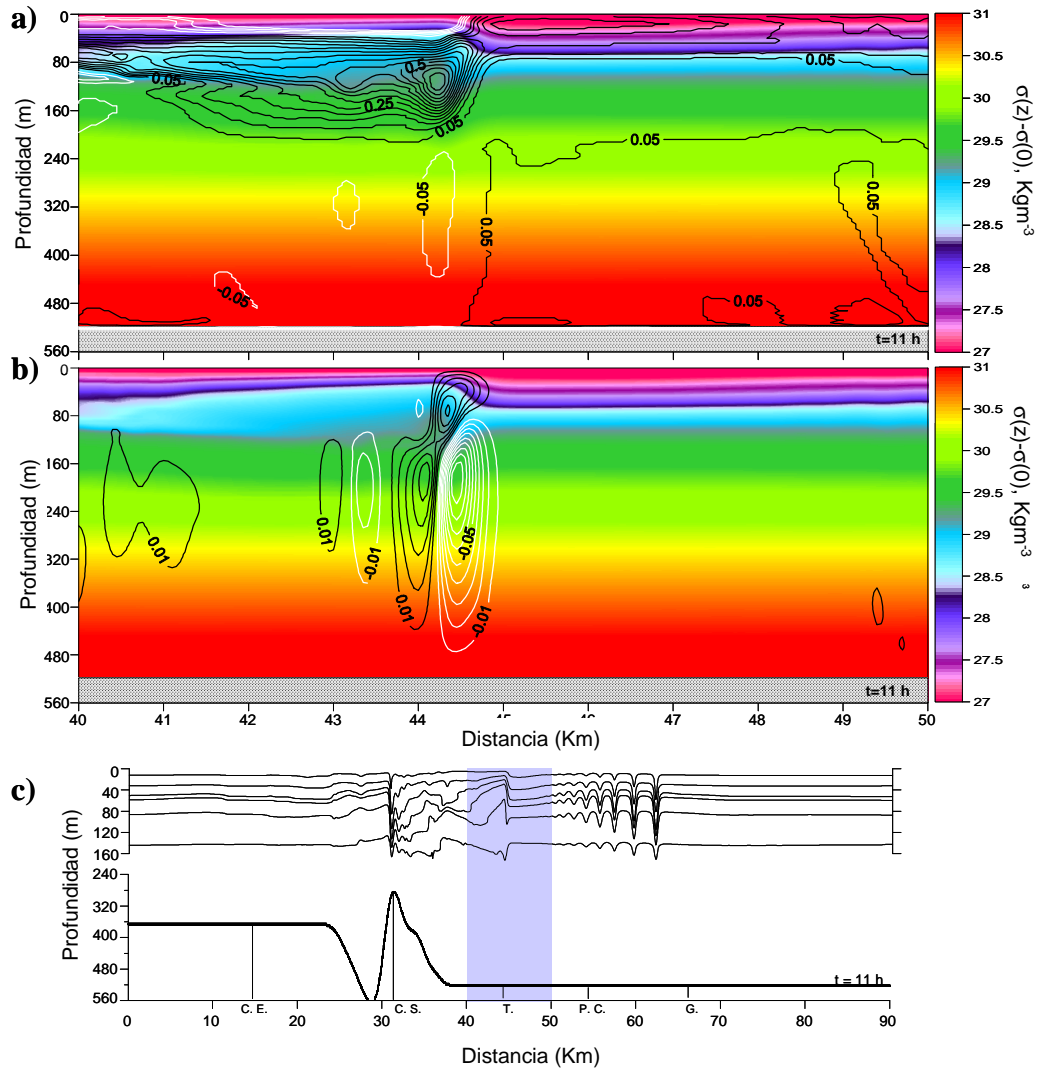


Figura 4.11. a) Velocidad horizontal sin flujo de marea (contorno) sobre el campo de densidad (escala de color). b) Velocidad vertical (contorno) sobre el campo de densidad (escala de color). c) Campo de densidad de todo el dominio, área sombreada corresponde a las gráficas superiores.

Las velocidades verticales también tienen distinta estructura. Desde el punto de máxima amplitud hacia el Este, la velocidad vertical se dirige hacia arriba sobre la interfaz mientras que bajo ella las velocidades se dirigen hacia abajo. Por el contrario, desde el punto donde se produce la máxima amplitud de la estructura B hacia el Oeste la velocidad tiene sentido descendente sobre la interfaz y ascendente bajo la misma.

Por consiguiente, a diferencia de la estructura *A*, las trayectorias de partículas en la estructura *B* consiste en ciclos a lo largo de la columna de agua: uno sobre la interfaz, girando a la izquierda y otro bajo la interfaz, el cual gira a la derecha. En este caso carecemos de observaciones con las que comparar los resultados, no obstante, los sistemas de circulación acoplados a los desplazamientos verticales de las isopícnas en la estructura *B* están de acuerdo con los patrones teóricos de circulación correspondientes a un segundo modo baroclino, lo cual, se investigará en mayor profundidad en el siguiente capítulo.

4.3.3. Influencia de la intensidad del flujo barotrópico

Las ondas internas en el estrecho de Gibraltar se generan por la interacción del flujo barotrópico con la batimetría del umbral de Camarinal, pero, como se vio en el capítulo anterior, estas ondas no se generan siempre, sino que necesitan una velocidad del flujo mínimo para generarse. Además, a raíz del análisis de resultados del capítulo anterior parece que en función de la intensidad de la corriente se producen diferentes tipos de ondas internas (ondas tipo 1 y tipo 2). Con este experimento se pretende estudiar la influencia que el flujo de marea barotrópico tiene sobre las características de generación y propagación de las ondas internas del estrecho. Para ello, el modelo fue forzado con dos amplitudes de marea diferentes a las usadas en el experimento de referencia, primero con una amplitud mayor, de 1.25 m s^{-1} , y después con una menor, de 0.5 m s^{-1} .

Con el fin de poder hacer una comparativa entre el campo de densidad perteneciente al experimento de referencia y los nuevos experimentos, se ha visto conveniente mostrar los resultados en momentos concretos de la generación ($t=1-4 \text{ h}$) y propagación de las ondas internas cuando la onda principal se encuentre a la altura de Tarifa, Punta Cires y Gibraltar. Este esquema se utilizará de aquí en adelante en todos los experimentos comparativos y, como respuesta al cambio de las características del modelo en estudio, las propiedades de las ondas internas serán diferentes así como los tiempos de llegada a los puntos seleccionados (Tarifa, Punta Cires y Gibraltar).

El campo de densidad simulado con una amplitud de marea de 1.25 m s^{-1} se muestra en la figura 4.12. Al igual que sucede en el experimento de referencia, en este nuevo experimento se distinguen tres tipos de ondas internas: una estructura *A* y una estructura *B*

que se generan durante las primeras horas del ciclo (saliente) y que viajan hacia el Mediterráneo con diferente velocidad y otra estructura A' que se genera al Este del umbral y se propaga hacia el Atlántico.

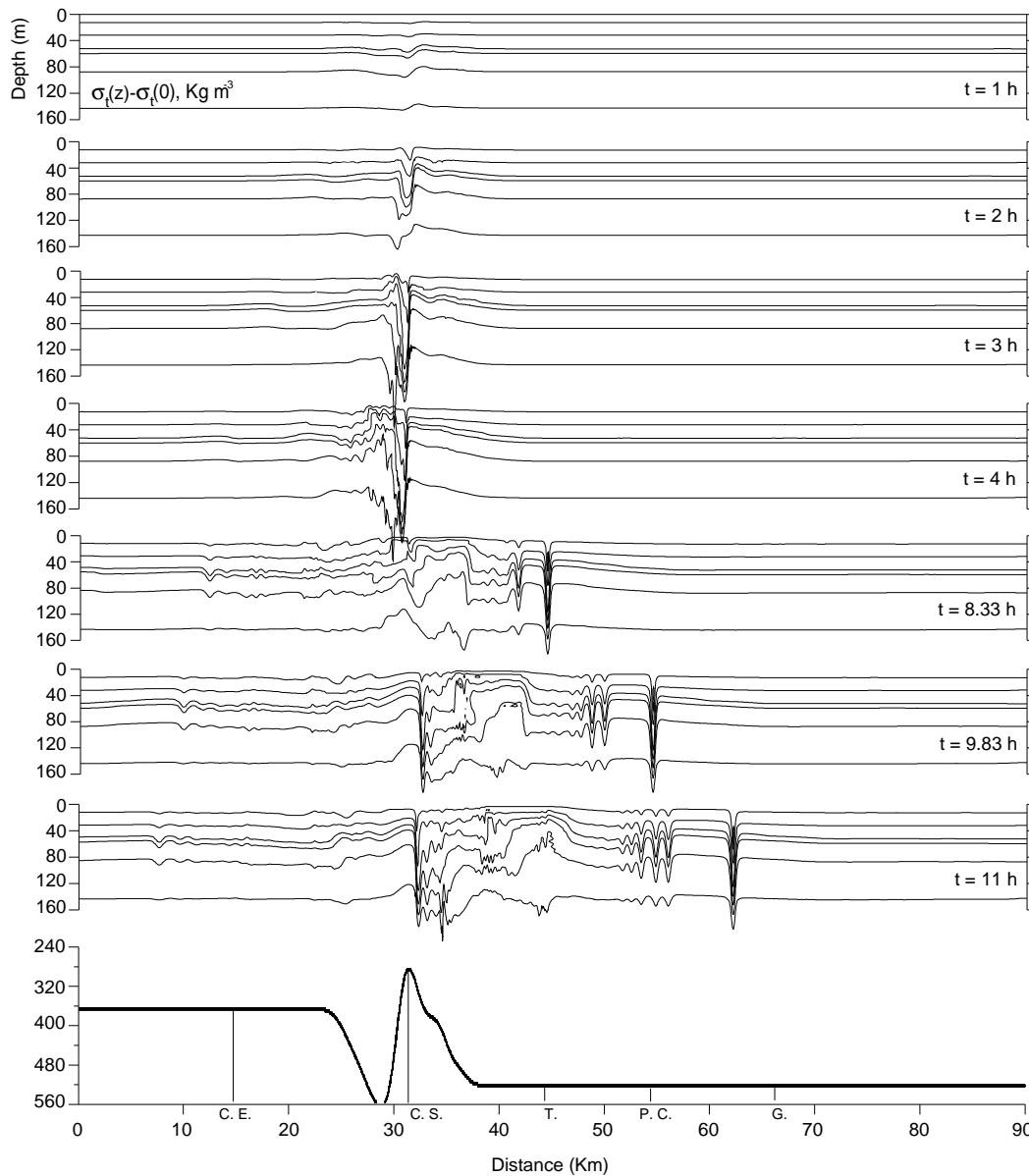


Figura 4.12. Campo de densidad para el caso de un forzamiento de marea de 1.25 m s^{-1} durante el primer ciclo de marea semidiurna. En la batimetría se indica Cabo Espartel (CE), umbral de Camarinal (CS), Tarifa (T), Punta Cires (PC) y Gibraltar (G).

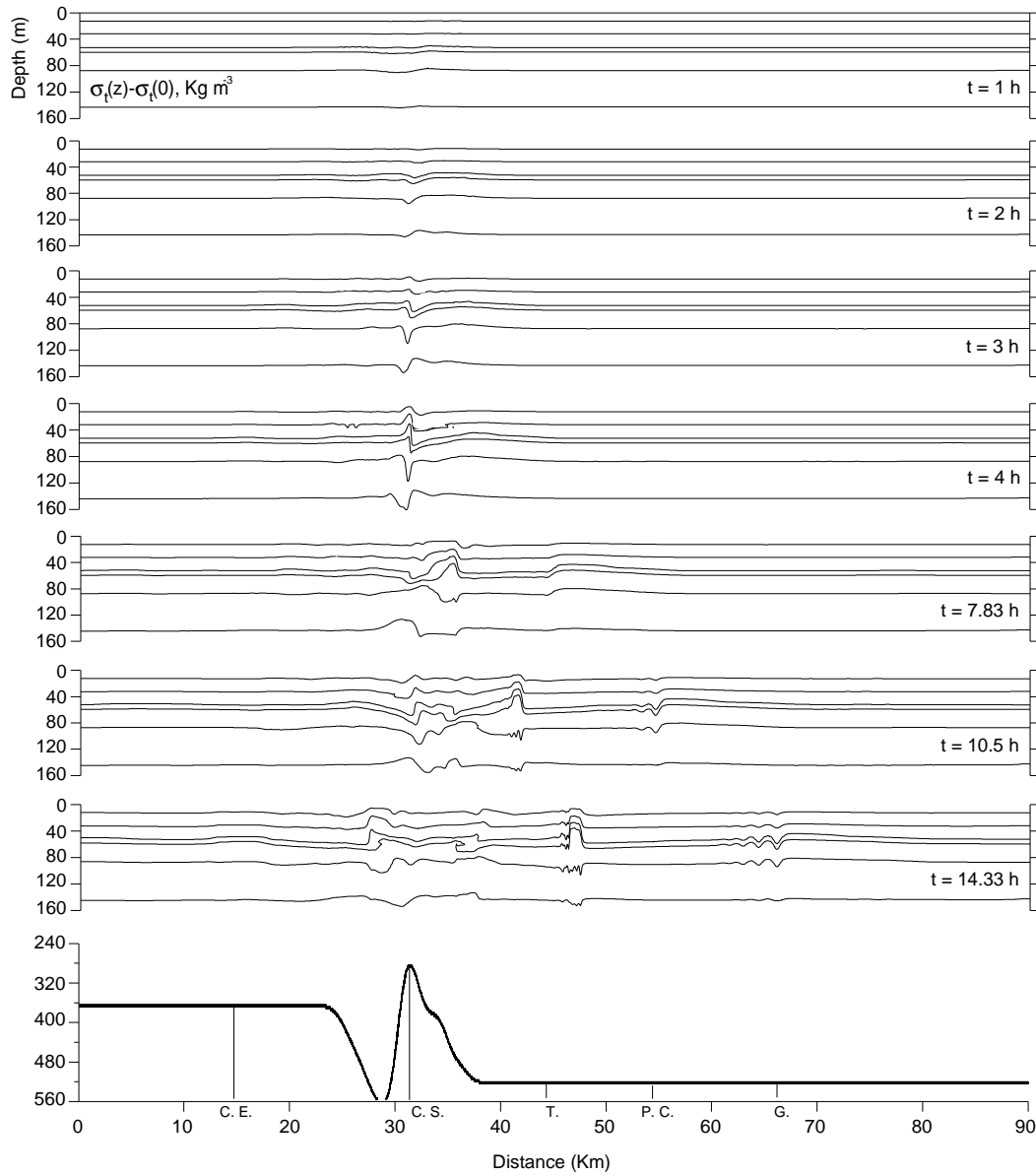


Figura 4.13. Campo de densidad para el caso de un forzamiento de marea de 0.5 m s^{-1} durante el primer ciclo de marea semidiurna. En la batimetría se indica Cabo Espartel (CE), umbral de Camarinal (CS), Tarifa (T), Punta Cires (PC) y Gibraltar (G).

La diferencia más notable que produce la intensificación del flujo barotrópico en las ondas generadas es un significativo aumento de su amplitud. Esta amplificación de la onda está presente en todas las estructuras observadas tanto en la zona generación como durante su propagación, llegando incluso a producirse una amplitud de ~150 m en la onda principal del paquete de ondas que viaja hacia el Mediterráneo a su paso por Punta Cires. Como consecuencia de la mayor amplitud, y por tanto una mayor celeridad, y de una mayor advección del flujo, se produce una disminución en los tiempos de llegada de las ondas internas a las posiciones establecidas, siendo especialmente rápido el transecto entre Tarifa y Punta Cires.

Debido al hecho de que la onda principal que se dirige hacia el Este tiene mayor amplitud que el resto, ésta viaja con mucha más velocidad que las demás por lo que aumenta la distancia entre la primera onda y el resto del grupo. Por último, cabe mencionar que el aumento de la intensidad del flujo barotrópico empleado en el modelo produce problemas de inestabilidad que impiden completar la simulación de un ciclo de marea semidiurno completo.

La simulación del modelo numérico forzado por un flujo barotrópico de menor intensidad, 0.5 m s^{-1} (Fig. 4.13) también produce cambios en el campo de densidad respecto al experimento de referencia. Durante el flujo saliente de marea se produce un descenso de isopícnas de mucha menor intensidad que en los casos anteriores, dando lugar a una estructura de tipo *B* de mayor amplitud que la de la estructura *A*, la cual es casi despreciable. Esta pequeñísima estructura *A* se dirige lentamente hacia el Este y comienza a desintegrarse en pequeñas ondas solitarias en Punta Cires. Por otra parte, al Este del umbral parece generarse una pequeña onda más similar a una estructura *B* que a una *A*.

4.3.4. Influencia de la anchura del canal

En este nuevo caso se analiza la importancia que pudiera tener la variación de la anchura del canal en las características de ondas internas. En la simulación de referencia se había introducido una anchura del canal aproximada por la distancia entre la isóbatas de 50 m, en este experimento se introduce un canal de ancho constante y correspondiente a la

mínima anchura del estrecho modelado, $b \sim 7$ Km. Las diferencias entre ambas geometrías son casi inapreciables en el área central canal mientras que hacia el Este y hacia el Oeste las diferencias aumentan (Fig. 4.14). Dentro de la zona central, las mayores diferencias se encuentran entre el umbral de Camarinal y Tarifa, consecuentemente, es esperable que las mayores discrepancias en las características de las ondas se produzcan en esta zona central del estrecho de Gibraltar.

A simple vista, el campo de densidad encontrado al considerar un canal de ancho constante (Fig. 4.15) y el simulado en el experimento de referencia son muy parecidos. Se observa la generación de una onda interna a sotavento del umbral constituida por una estructura *A* y una estructura *B* que se liberan en momentos del ciclo de marea diferentes y viajan hacia el Este con diferente velocidad.

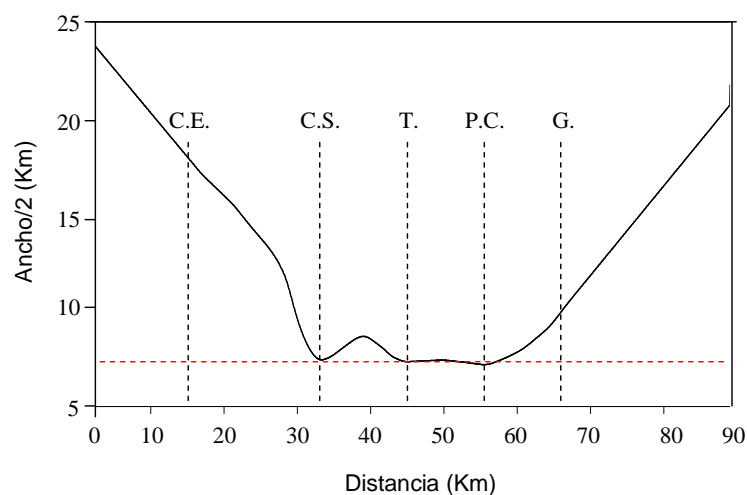


Figura 4.14. Semi-anchura (b) usada en el experimento de referencia (línea negra) y experimento de ancho constante (línea roja punteada).

También se produce una onda interna en el lado Este de Camarinal que comienza a propagarse hacia el océano Atlántico cuando la corriente entrante se debilita. No obstante, a pesar de las similitudes, la amplitud de las ondas internas en la zona de generación es notablemente más pequeña, ~ 55 m, que en el experimento de referencia.

Por el contrario, las amplitudes de las ondas producidas durante la propagación tienden a igualarse en el interior del estrecho, allí donde la diferencia de anchura de uno y otro caso

es inapreciable. A medida que las ondas internas van saliendo del estrecho de Gibraltar, y las diferencias de anchura incrementan, las diferencias en amplitud y longitud de onda también aumentan, observándose que las amplitudes de onda en un canal de anchura constante superan a las de referencia mientras que las longitudes de onda disminuyen (Fig. 4.16).

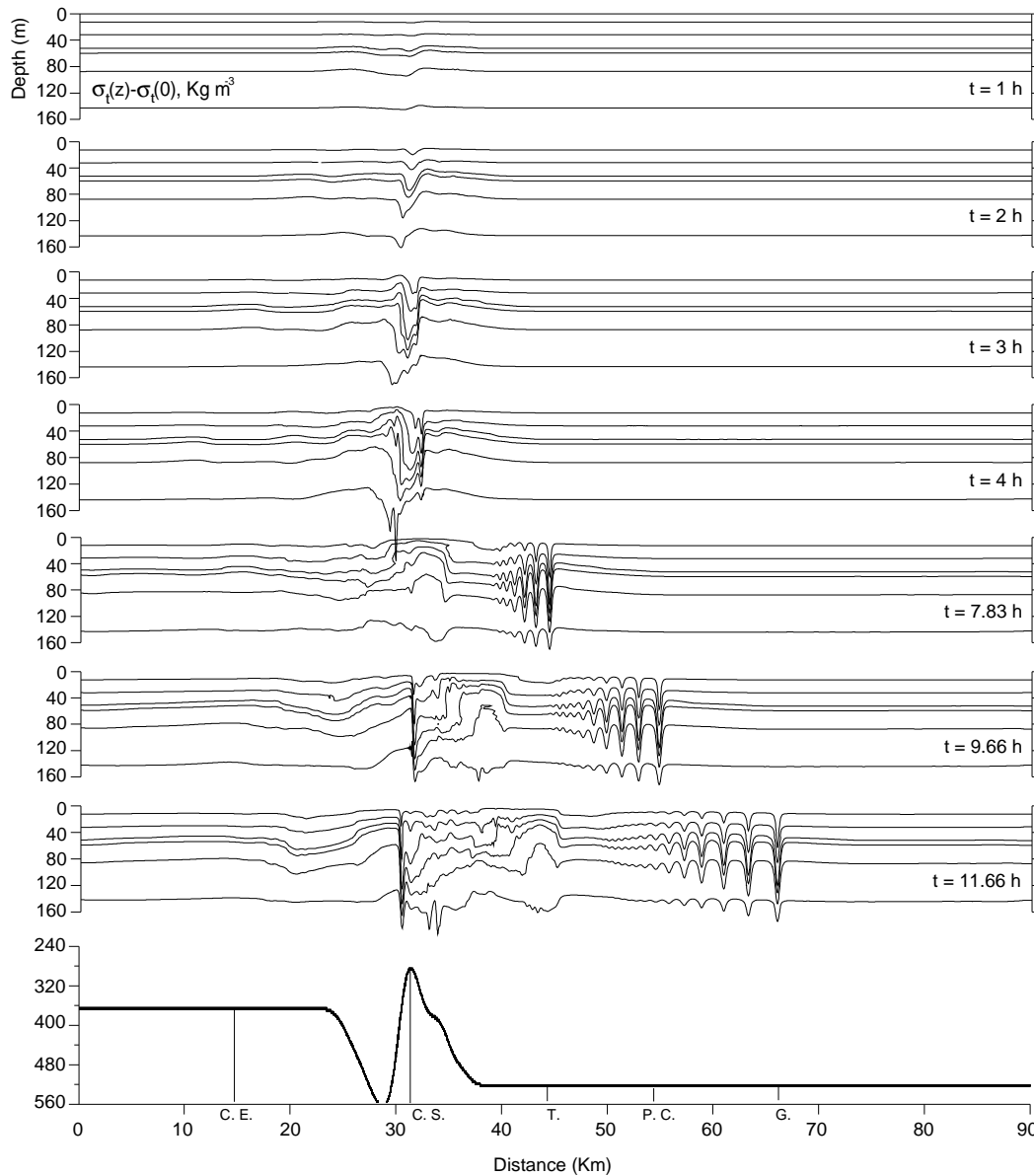


Figura 4.15. Campo de densidad para el experimento de ancho constante durante el primer ciclo de marea semidiurna. En la batimetría se indica Cabo Espartel (CE), umbral de Camarinal (CS), Tarifa (T), Punta Cires (PC) y Gibraltar (G).

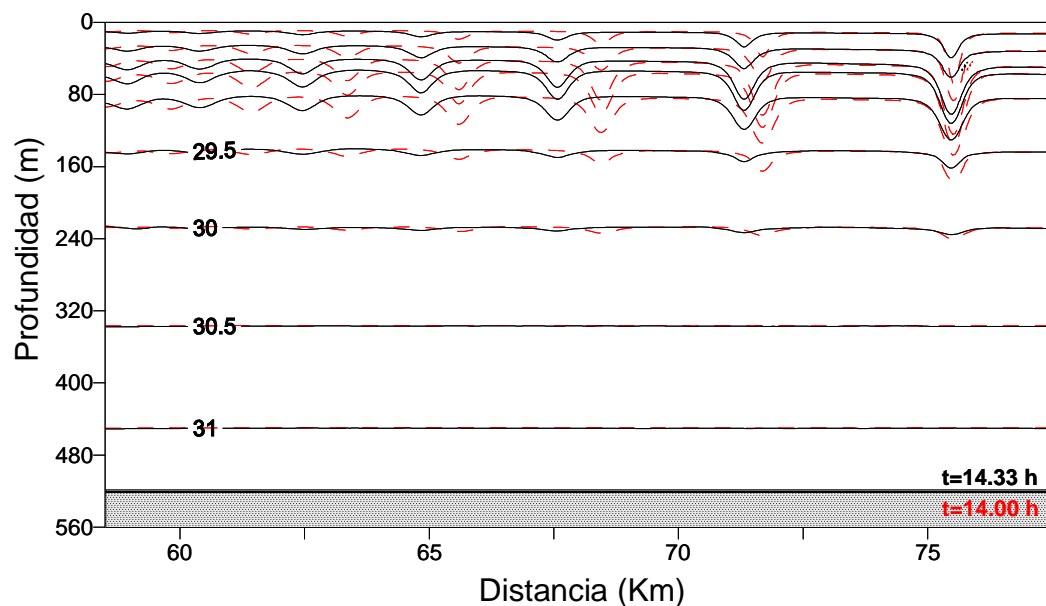


Figura 4.16. Paquete de ondas solitarias propagándose hacia el mar Mediterráneo una vez pasado Gibraltar. En negro experimento de referencia y en rojo simulación con ancho constante.

4.3.5. Influencia de la batimetría

Por último, se ha llevado a cabo un experimento en el cual se introduce una batimetría bastante más compleja y abrupta con el fin de estudiar en qué medida ésta afecta a las características de generación y propagación de las ondas internas. Para ello se ha utilizado una batimetría suavizada extraída del transecto correspondiente a la figura 10.2 del trabajo de AF&FA-88.

La mayoría de los cambios batimétricos se sitúan en el lado oeste del umbral de Camarinal donde se han incluido otros umbrales secundarios presentes en la zona, constituyendo, en general, un fondo más realista del estrecho de Gibraltar. Además el umbral de Camarinal se caracteriza por una pendiente más acusada que la considerada hasta ahora. A ambos lados del obstáculo se ha establecido, al igual que en los casos anteriores, un fondo de profundidad constante. Como se sabe, la batimetría es uno de los factores claves para la generación de ondas internas en un medio estratificado y, por lo tanto, cabe esperar que se produzcan cambios significativos como respuesta directa a la introducción de la nueva batimetría.

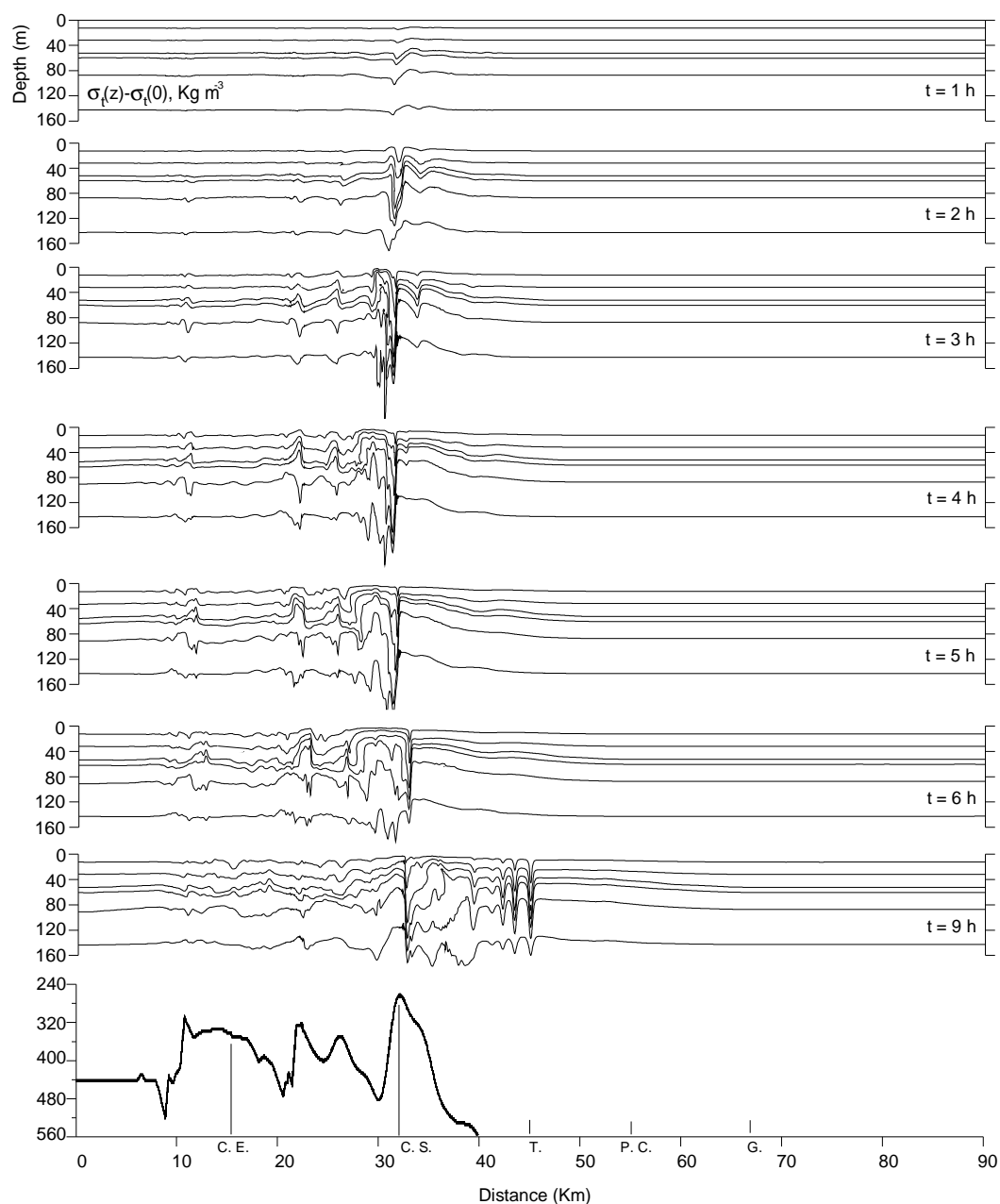


Figura 3.17. Campo de densidad en el experimento de batimetría abrupta durante el primer ciclo de marea semidiurna. En la batimetría se indica Cabo Espartel (CE), umbral de Camarinal (CS), Tarifa (T), Punta Cires (PC) y Gibraltar (G).

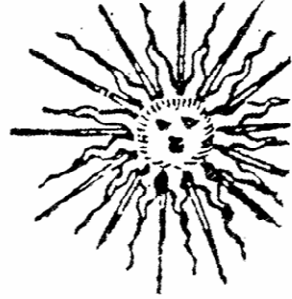
El campo de densidad resultante (Fig. 4.17) difiere considerablemente de los observados hasta el momento, reflejando claramente la gran influencia que otros detalles batimétricos, diferentes al umbral de Camarinal, tienen sobre las características de las ondas internas generadas.

La diferencia más notable consiste en la aparición de nuevas ondas internas asociadas a cada umbral secundario incorporado al Oeste de Camarinal. Un resultado similar fue obtenido por Bandt *et al.* (1996) quienes, en las simulaciones de la profundidad de la interfaz obtenidas con su modelo numérico débilmente no hidrostático y empleando una batimetría en la que se destacaban las principales características al Oeste del umbral de Camarinal, observaron la generación de pequeños saltos hidráulicos asociados a cada umbral.

Otra diferencia que llama la atención es que, manteniendo la misma amplitud de corriente de marea barotrópica que se utilizó para forzar el experimento de referencia, la onda generada sobre el umbral de Camarinal permanece arrestada por el flujo a sotavento del umbral durante más tiempo. Como consecuencia, aumenta la amplitud de la onda tanto de la estructura *A* (~150 m) como de la *B* generada en Camarinal. El momento de la liberación de la estructura *A* ($t \sim 5-6$ h) se produce cuando la corriente se debilita, poco antes del cambio de corriente de saliente a entrante, lo cual está más de acuerdo con lo observado en los datos de campo. La liberación de la estructura *B* tiene lugar poco después de la liberación de la estructura *A* encontrándose las dos estructuras muy próximas durante los primeros momentos de su propagación hacia el Mediterráneo.

Por otra parte, la introducción de una batimetría más complicada y abrupta produce inestabilidades durante el funcionamiento del modelo que impiden concluir un ciclo completo de marea semidiurna lo que imposibilita el estudio del comportamiento de las ondas internas más allá de Tarifa.

Capítulo 5



Evidence of multimodal structure of the baroclinic tide in the Strait of Gibraltar

Vázquez, A.; Stashchuk, N.; Vlasenko, V.; Bruno, M.; Izquierdo, A.; Gallacher, P. C.

Geophys. Res. Lett., Vol. 33, No. 17, L17605. 10.1029/2006GL026806

5.1. INTRODUCTION

The Strait of Gibraltar has a great impact on the environment of the Mediterranean Sea and Atlantic Ocean. It can make an important contribution to the formation of the global oceanic circulation by supplying nutrient-rich heavy salty waters from the Mediterranean Sea to the Atlantic Ocean via the Mediterranean Outflow (MO) (Reid, 1979; Rahmstorf, 1997).

The circulation in the Strait of Gibraltar is roughly characterized by a two-layer structure with Atlantic waters (less salty and warmer) owing into the Mediterranean in the upper layer and the Mediterranean waters (saltier and colder) owing out below (Armi and Farmer, 1988; Tsimplis, 2000). The density of the final MO penetrating into the Atlantic Ocean and forming the Mediterranean waters, is determined by the mixing and entrainment processes at small scale in the strait. The density of the Atlantic water inflowing into the Alboran Sea from the Strait, must also be affected by these processes.

One of the most important providers of mechanisms for the mixing in the Global Ocean are internal waves. Particularly, in the Strait of Gibraltar high amplitude internal waves associated with the internal tide dynamics have been recognized as the main contributor to the mixing between Atlantic and Mediterranean layers (Wesson and Gregg, 1988; Bruno *et al.*, 2002; Macías *et al.*, 2006). This strait is known as one of the most famous “hot spots” of the World Ocean where large amplitude internal waves are regularly observed (see, for instance, Armi and Farmer, 1988; Farmer and Armi, 1988; Bray *et al.*, 1990; Pettigrew and Hyde, 1990; Watson and Robinson, 1990; Richez, 1994; Watson, 1994; Wesson and Gregg, 1994; Pistek and La Violette, 1999; Tsimplis, 2000; Izquierdo *et al.*, 2001; Bruno *et al.*, 2002). These waves are generated by tidal flow interacting with Camarinal Sill (CS) which is located near the entrance to the Strait of Gibraltar (Fig. 5.1e). According to the present understanding, an interfacial depression is formed over the western flank of CS when the tidal current is flowing toward the Atlantic Ocean (outflow). This depression, being arrested over CS by strong tidal flow, is released and begins to move eastward when the outflowing current slackens. During its propagation towards the Mediterranean Sea, the baroclinic bore disintegrates into a series of nonlinear short internal waves. As the interfacial disturbances arrive to Tarifa Narrows (TN) (Fig. 5.1e), the tidal current starts to flow eastward. As a result another weaker baroclinic bore is formed over the eastern flank of CS. It propagates westward as soon as tidal flux weakens.

Most of the existing works devoted to the study of the baroclinic tidal response of the Strait of Gibraltar have focused on the analysis of these waves. However, the measurements by Armi and Farmer (1988), Farmer and Armi (1988) as well as Wesson and Gregg (1994) also reveal the evidence of a higher baroclinic mode signal. We present a new experimental data set which shows evidence of the multimodal structure of baroclinic tides in the Strait of Gibraltar. These data are compared with the results of a fully nonlinear, nonhydrostatic numerical model. Finally, an Empirical Orthogonal Function (EOF) analysis is applied to the model and measured velocity data in order to quantify the modal structure of the baroclinic waves.

5.2. EXPERIMENTAL DATA

The experimental data used in this paper were collected on different cruises during the GIMIX project. Two typical along-strait temperature sections showing the multimodal structure of baroclinic tides over CS are presented in figure 5.1.

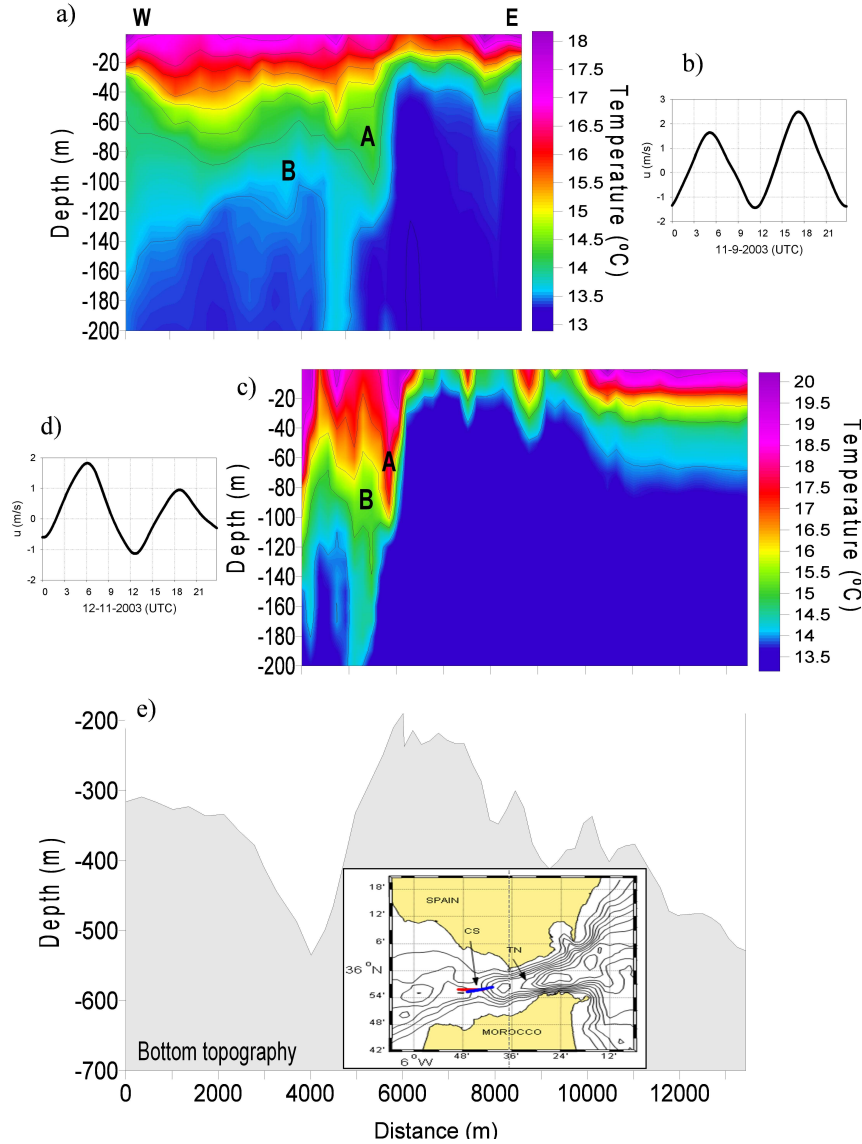


Figure 5.1. Temperature transects across CS were obtained on 11.09.03 (a) and 12.11.03 (c). The associated tidal current predictions over CS are presented in panels (b) and (d). Bottom topography of CS and the map of the Strait of Gibraltar with indication of the transects (a) (red line) and (b) (blue line) are shown on panel (e). TN denotes the Tarifa Narrows.

They were built on the basis of an XBT survey performed from the vessel moving with constant velocity over Camarinal Sill. Figure 5.1a was constructed from 34 temperature profiles taken between 12:18 and 14:04 UTC on the 11-th September 2003 with a mean spatial resolution of 270 m. The second transect (Fig. 5.1c) was performed between 13:01 and 13:51 UTC on the 12-th November 2003. In the last case 52 XBT profiles were taken with a mean spatial resolution of 170 m. Figures 5.1b and d show the prediction of the along strait component of tidal velocity over CS during the XBT measurements.

This prediction was performed on the basis of a harmonic analysis using 38 harmonic components of velocity at 45 m depth registered over the CS from October of 1994 to April of 1995. In a nearbottom layer the temporal variability of the currents is also characterized by tidal periodicity (García-Lafuente *et al.*, 2000); however, the absolute value of velocity here is different due to the two layer structure of the circulation in the strait described above.

Although the temperature transects were obtained from different cruises, they reveal quite similar structure. Both of them were taken approximately 1 hour after the maximum outflow of the current when internal waves have been generated over CS (find thick segments in figures 5.1b and d). The areas covered by figures 5.1a and c are not identical although both include the area just above the sill. The comparative analysis of two temperature fields measured just after the maximum outflow allows one to conclude that qualitatively they are quite similar even though they were taken two month apart. At the east side of CS the vertical temperature structure is almost undisturbed (Fig. 5.1c) whereas just above the sill's crest the isotherms are elevated and some of them even outcrop. A complex structure of the temperature field was located to the west of the CS. Superposition of several baroclinic modes at the lee side of the CS is evident (find, for instance, the fragment A, with all isotherms displaced downward, and the fragment B, with isotherms displaced upward and downward, these can be identified as first and second-mode waves, respectively). This pattern in general coincides with the observations obtained in November 2003 (Fig. 5.1c) where similar waves, A and B, can be identified. It is can be seen that the vertical scale of the isotherms displacements

exceeds 100 m behind the sill. The 14 °C isotherm is displaced as much as 200 m, which, to the best of our knowledge, may be the largest internal wave amplitude ever recorded.

Although we are using temperature as a tracer to delineate the structure of the internal waves, we are not implying that the temperature gradient necessarily generates the restoring force for the waves. Salinity can be very important in determining the density structure, hence the buoyancy, in the strait. However the isotherms accurately reflect the displacement of the water, hence the amplitude of the internal waves.

The temperature gradients here are weaker in comparison with the layer of seasonal thermocline. As it will be shown below from the analysis of the boundary value problem, the maximum wave displacement is expected at the depth of about 100 m which roughly coincides with undisturbed position of the 14 °C isotherm.

Another important conclusion from the observational data is that the multi-modal nature of baroclinic tide in the area of CS is clearly evident. At first glance these higher mode waves (packet B) may be thought to be a mixing area produced by the first baroclinic mode waves (Wesson and Gregg, 1988). However, this structure is not stationary, as will be shown below. It has a phase speed, which is different from that of the first mode wave. It propagates eastward along the Strait of Gibraltar revealing the peculiarity of that it is a progressive wave. The study of the complex multi-modal nature of the phenomenon is the topic of the rest of this paper.

5.3. NUMERICAL MODELING

A number of papers have been published during last two decades on numerical modeling of the baroclinic dynamics of the Strait of Gibraltar. All attempts to model the baroclinic tidal dynamics in the strait, from the first application of a three-dimensional ocean circulation model by Wang (1989) until now, failed to describe the real characteristics of generated waves because of the “hydrostatic” approximation used in most of them (see also the very recent paper by Sannino *et al.*, 2004). These difficulties were partly overcome in works by Brandt *et al.* (1996) and Morozov *et al.* (2002), where nonhydrostatic effects were incorporated in the models allowing for description of the structure and dynamics of a baroclinic tidal bore. However, the detailed structure of

higher mode baroclinic modes was not studied in these papers, because the model by Brandt *et al.* (1996) was two-layered and numerical runs in Morozov *et al.* (2002) were performed on a coarse horizontal grid (200 m grid step).

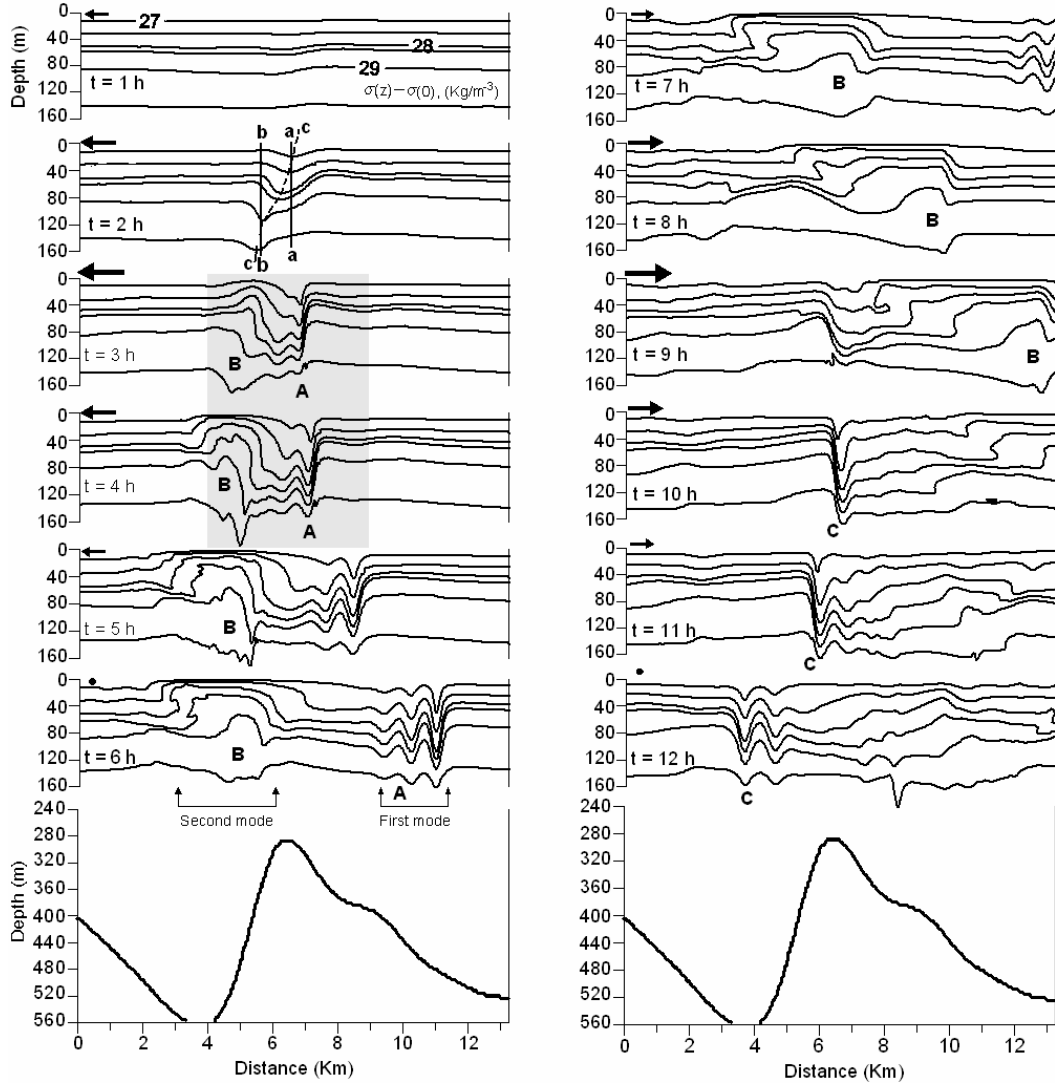


Figure 5.2. Model predicted evolution of the density field during one tidal cycle. The arrows show the relative intensity and direction of the tidal current. Letters A, B and C denote particular fragments of the wave field. The shaded areas at the bottom represent the smoothed topography of CS.

In this paper a fully nonlinear non-hydrostatic σ -coordinate numerical model was used to reproduce the baroclinic tide generated over the CS. The model is 2.5D because the equations are laterally averaged to account for variations in the cross-section of the

strait. Details of the model are described in Vlasenko *et al.* (2005). The calculation domain extended longitudinally from 5.09° W to 6.10° W, covering a total of 90 km. The horizontal grid step was 50 m and 140 σ -levels were used in the vertical dimension. The bottom topography of the Strait of Gibraltar, shown in figure 5.1e, was used in the model. The topography was slightly smoothed to prevent small scale noise from developing in the simulations (compare the bottom panels in figures 5.1 and 5.2). Initial temperature and salinity profiles were taken from real CTD measurements. The fluid was initially at rest.

The model was forced by the M_2 tidal current during three semi-diurnal tidal cycles. Figure 5.2 shows the model predicted evolution of the density field in the area of CS during one tidal cycle. The run starts at $t=0$ h, when the current is zero at CS changing from inflow (eastward) to outflow (westward). During the first two hours of the tidal cycle the accelerating barotropic flow produces a weak elevation of isopycnals upstream of the crest of CS and a deep isopycnal depression (~ 50 m) at the lee side of it. This wave of depression is arrested by the accelerating barotropic flux behind the obstacle where it extracts energy from the background flow and grows in amplitude due to the permanent feedback with the barotropic flow.

In fact, the initial wave at this stage can be treated as a lee wave propagating upstream (the inclined line *c-c* represents the line of equal phase). Normally the arrested lee waves possess characteristics of both first and higher baroclinic modes (all isopycnal displacements are downward in section *a-a* and isopycnal displacements are both upward and downward in section *b-b*). The first and higher modes possess different phase velocities thus they effectively separate during propagation. This process of separation is clearly seen in figure 5.2. By $t=3$ h the fastest first-mode baroclinic bore separates from the rest of the wave field. As a result of separation, two structures of isopycnal displacements can be distinguished at time $t=3-4$ h, resembling the structures observed in the XBT transects (Fig. 5.2, shaded areas). The first-mode baroclinic bore (A), in which the isopycnals are depressed toward the bottom in the whole water column, is located just over the Camarinal Sill. The second structure (wave B) represents the 2nd baroclinic mode with isopycnals displaced upward above the pycnocline and downward below it. The scope of vertical isopycnal displacements (from trough to crest) is comparable to that

found in the temperature measurements. When the outflow current slackens ($t = 4$ h), bore A starts to move eastward disintegrating into a packet of first-mode nonlinear internal waves while the rest of the wave field, B, is still retained at the west side of the CS. It is released at $t = 6$ h when the current reverses and starts to generate a new system of waves propagating westward (packet C).

Figure 5.2 shows the first tidal cycle. Thus, initial transient processes may influence the results shown in this figure. We deliberately chose the beginning of the motion to show the generation mechanism more clearly (from the initial cycle, when the wave field is not contaminated by other processes). Note, however that for subsequent tidal cycles the mechanism of the waves generation and evolution qualitatively remains the same, although the structure of the waves field can be slightly different in details.

The mean phase speed of the baroclinic bore A in the numerical experiment was about 1.40 m s^{-1} , which is in agreement with the values computed by Izquierdo *et al.* (2001) and Sannino *et al.* (2004). At the same time the phase speed of the structure B in the numerical model was about 0.60 m s^{-1} , which is less than half of the phase speed of the wave A. Similar values of the propagation speed of second baroclinic mode for this area were observed by Armi and Farmer (1988).

5.4. EOF ANALYSIS

The empirical orthogonal function (EOF) analysis of the time series of vertical velocity obtained from observations and numerical simulations was carried out to get more detailed information about the structure of the generated waves. The vertical structure of currents over CS was measured by a 190 KHz Acoustic Doppler Profiler (ADP) during 25 hours on 10-th November 2003. The temporal resolution of these measurements was 60 s, and the bin size was equal to 2.5 m.

The structure of the first two empirical functions presented in figure 5.3a,c seems to be in qualitative agreement with the first and second dynamical modes $g_j(z)$ obtained from the boundary value problem

$$g_{zz} + (N(z)/c)^2 g = 0 \quad (5.1)$$

$$g(0) = g(-H) = 0 \quad (5.2)$$

Here $N(z)$ is the buoyancy frequency, c is the phase speed, and H is the water depth. The amplitude of the first mode does not change sign over the water column and, therefore, all the isopycnals oscillate in the same direction with maximum displacement at a depth of about 100 m. The second EOF changes sign at a depth of about 130 m indicating that isopycnals are moving in opposite directions above and below the pycnocline. This behavior is in agreement with the second dynamical mode.

The temporal variability of the maximum vertical velocity of the two first EOFs over CS are shown in figure 5.3d for the observational time series and in 3b for the model time series. Time $t = 0$ corresponds to the beginning of a tidal cycle when the background tidal flow is zero. The second tidal cycle (from $t = 2T$) was used for the EOF analysis of the numerical data to insure that the “spin-up” of the model was completed and no transient processes are present in figure 5.3b. It should be noted that EOF analysis was carried out after the elimination of the temporal mean current from the vertical velocity series.

Both numerical and experimental curves reveal evidence of quite strong first- and second-mode signals. An analysis of these time series shows that the maximum signal in both cases takes place 3-6 h after the beginning of the tidal cycle. As was demonstrated above by the numerical modeling, the generation of a strong depression of the pycnocline above CS, its separation into a first mode baroclinic bore (packet A) and into the multimodal wave structure (packet B) takes place during this time span.

Some discrepancies between simulated and observed data can be explained in terms of the assumptions made in the model. For instance, they could be caused by the manifestation of 3D effects, which were not included in the model (except for the variable cross-section), or they could be caused by disregarding the mean flow through the strait. Another possibility could be the use of smoothed bathymetry in the model. However, apart from these discrepancies, one can conclude that EOF analysis of both theoretical and experimental series revealed a qualitatively similar general pattern with evident presence of strong second-mode signal. The vertical structure of the first two EOFs is

very similar to those obtained from the boundary value problem. In conjunction with the data presented above from the XBT surveys and from the model results, the conclusion derived from the EOF analysis are strong evidence of the multimodal nature of baroclinic tide in the Strait of Gibraltar.

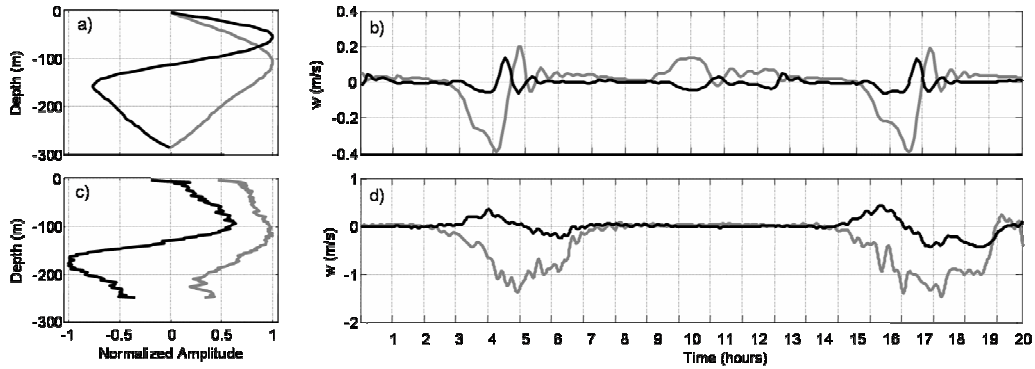


Figure 5.3. Characteristics of the first (gray lines) and second (black lines) modes over the top of Camarinal Sill. (a) Normalized amplitudes of EOFs calculated from model data and (c) from ADP data. Appropriate time series of vertical velocity amplitude (at the depths where the EOFs have maximum) calculated from the model results (b) and experimental data (d).

5.5. DISCUSSION AND SUMMARY

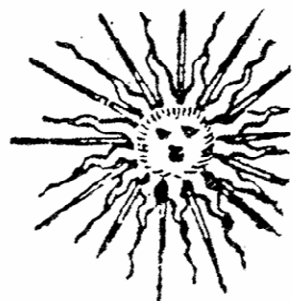
A strong semi-diurnal tidal forcing plays a fundamental role in the dynamics of the Strait of Gibraltar. This oscillatory flow interacts with Camarinal Sill creating internal waves which are the main source of energy for mixing and entrainment processes between the Atlantic inflow and the MO. The MO spreads into the eastern North-Atlantic forming a warm and salty tongue at intermediate depths, which is thought to contribute to the preconditioning of North Atlantic Deep Water formation, and hence to the global thermohaline circulation Reid (1979). In addition, the mixing processes induced by the internal waves generated at the CS of the Strait of Gibraltar, modify the density of the Atlantic water jet entering the Alboran Sea (Macías *et al.*, 2006).

The analysis of observational data collected in the area of CS (Bruno *et al.*, 2002) and the results of numerical modeling both revealed two types of large-amplitude internal waves with comparable amplitudes generated by tidal current. The first one, a packet of large amplitude internal solitary waves, is the result of disintegration of the well documented first-mode baroclinic bore generated by tidal flow over CS and propagating

towards the Mediterranean. The second system of waves (behind the first) propagates slower and has relatively larger lengthscale. This system reveals the characteristics of quasi-steady higher baroclinic mode internal waves trapped by the flood flux just over the sill during the flood phase, lasting for 4 h (fragment B in Fig. 5.2).

From the observational point of view this broadening of pycnocline can be treated as a mixing area produced by the first baroclinic mode waves in the areas of strong shear. However, the numerical modeling has shown that this structure is not stationary over the whole tidal cycle; it has a phase speed, and propagates eastward along the Strait of Gibraltar resembling a progressive wave behavior. The vertical structure of isopycnal displacement (Fig. 5.3) along with the vertical structure of horizontal velocity obtained from the numerical runs (not shown here) clearly indicates that this disturbance can definitely be treated as progressive second mode wave. Thus, the experimental data presented here along with their theoretical interpretation can be considered as a strong evidence of the complex multimodal structure of baroclinic tide in the Strait of Gibraltar. Not only the well-known first-mode internal waves but also higher mode baroclinic disturbances with comparable amplitude should be taken into account in a general balance of mixing processes in the strait.

Capítulo 6



Interpretación analítica de los mecanismos de generación de ondas internas en el umbral Principal del estrecho de Gibraltar

Hasta el momento se ha realizado una descripción eminentemente empírica de los procesos de generación de las ondas internas que tienen lugar en el estrecho de Gibraltar mediante la toma de datos observados así como haciendo uso de simulaciones numéricas. En este capítulo, se pretende analizar el mecanismo de generación de las ondas internas generadas en el umbral principal del estrecho. En la bibliografía existente, se recogen dos mecanismos diferentes para explicar las ondas generadas en el umbral de Camarinal: el descrito por Armi y Farmer, Farmer y Armi en 1988 y la presentada en Bruno *et al.* en 2002. Estos autores coinciden en que las ondas se generan por la interacción del flujo saliente de marea con la batimetría del umbral de Camarinal y se liberan cuando éste se debilita. En el primer caso (AF&FA-88), los autores describen el proceso como la generación, corriente abajo del umbral de Camarinal, de un bore interno de gran amplitud cuando se alcanzan condiciones críticas o supercríticas sobre el umbral de Camarinal (generalmente en mareas vivas) y se libera una vez que el flujo se vuelve subcrítico. Tras su liberación, el bore se propaga hacia el mar Mediterráneo produciéndose su desintegración en un tren de ondas durante su viaje. El segundo mecanismo (Bruno *et al.*,

2002), hace referencia a la generación de ondas internas resonantes, las cuales se generan sobre el umbral de Camarinal bajo condiciones subcríticas (generalmente en mareas muertas) y quedan arrestadas por el flujo permitiendo que su estructura se mantenga cuasi-estacionaria durante períodos de hasta cuatro horas. Durante este tiempo, comienzan los procesos de desintegración en la zona de generación y cuando el flujo se debilita, las ondas parcialmente desintegradas en trenes de ondas son liberadas para comenzar su viaje hacia el mar de Alborán. En Bruno *et al.* (2002) se proponía que el bore interno a sotavento del umbral era el proceso dominante durante mareas vivas, con salientes más intensas, mientras que las ondas internas resonantes generadas en condiciones subcríticas sobre el umbral eran más propias de mareas muertas o de transición. Por otra parte, las observaciones mostradas en el capítulo 3, indican que incluso en mareas vivas el bore interno aislado y formado muy a sotavento del umbral, tal y como proponen AF&FA-88, no es la estructura característica de los procesos ondulatorios internos en su fase de generación. Las observaciones describen que la estructura realmente característica de las ondas internas en su fase de arresto, consiste en un salto hidráulico seguido por un tren de ondas internas, producto, estas últimas, de la degeneración de un salto hidráulico inicial. Esta estructura característica, ha sido también reproducida por las simulaciones numéricas mostradas en el capítulo 4.

Otro aspecto que merece la pena resaltar en cuanto a las condiciones hidráulicas estimadas para analizar los mecanismos que generan estas ondas, es el hecho de que generalmente en el estrecho de Gibraltar se ha empleado la aproximación bi-capa con el fin de simplificar los cálculos.

En este capítulo se va a realizar un estudio analítico de las condiciones hidráulicas bajo las cuales se generan las ondas internas pero desde un punto de vista de la estratificación continua de la columna de agua. Se comenzará con la explicación de una serie de aspectos teóricos acerca de los mecanismos de generación de ondas internas, descripción de los principales tipos de marea baroclina no lineal, y las expresiones necesarias para estimar la celeridad y números de Froude desde el punto de vista de la teoría lineal y no-lineal. En el contexto de los resultados se realizará un análisis comparativo de los cálculos de celeridad de las ondas internas en el marco de la teoría lineal y no lineal y se estudiarán las condiciones hidráulicas medias (a lo largo del

estrecho) e instantáneas (en dos localizaciones fijas en las cercanías del umbral de Camarinal) para conocer los mecanismos de generación y liberación de las ondas internas a partir de datos procedentes del modelo numérico tratado en los capítulos 4 y 5. Por otro lado, se estudiarán las condiciones hidráulicas a partir de datos procedentes de las observaciones descritas en los capítulos 2 y 3 con especial énfasis en la estima de la influencia de la variación de presión atmosférica sobre el Mediterráneo occidental en las condiciones hidráulicas que rigen la generación y liberación de ondulaciones internas de gran amplitud. Por último se dedicará un apartado en el que se analizarán las posibles discrepancias que puedan existir entre los cálculos de celeridad a partir de un sistema continuamente estratificado y de un sistema bi-capa.

6.1. MECANISMOS DE GENERACIÓN DE ONDAS INTERNAS

Las mareas internas, baroclinas, son ondas internas de frecuencia mareal y se generan debido a la interacción de los flujos de marea barotrópica con la topografía del fondo, en el seno de fluidos estratificados. Este tipo de ondas pueden manifestarse con diferente estructura cualitativa y cuantitativa en función de las condiciones con las que son generadas. Los factores básicos que controlan sus características son:

- Estratificación vertical del fluido, en particular la posición relativa al fondo de las picnoclinas permanentes y estacionales.
- La pendiente y extensión de las características del fondo (perfil, anchura y altura).
- La intensidad del flujo barotrópico.

Dependiendo de la combinación de estos factores, se puede producir una gran variedad de mareas baroclinas en los océanos del mundo. La figura 6.1 contiene un esquema con una breve clasificación de las situaciones más comunes que se pueden encontrar.







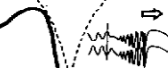

Generation regime	Fr < 1	Fr ~ 1	Fr > 1
Geometry			
Flat bottom  $\left(\frac{\sigma^2 - f^2}{N^2 - \sigma^2} \right)^{1/2} \gg \frac{dH}{dx}$ <i>everywhere</i>	Linear theory  $\Psi < \Psi_c$: first-mode harmonic baroclinic tides $\Psi > \Psi_c$: no solution	Nonlinear theory  $\Psi < \Psi_c$: first-mode baroclinic tides, evolution into bore, nonlinear wave packets, solitary internal waves $\Psi > \Psi_c$: weak unsteady lee waves	Nonlinear theory  weak baroclinic bores, weak unsteady lee waves for any latitude
Steep bottom  $\left(\frac{\sigma^2 - f^2}{N^2 - \sigma^2} \right)^{1/2} \sim \frac{dH}{dx}$ <i>in some region</i>	Linear theory  $\Psi < \Psi_c$: baroclinic tidal beam; multimodal solution $\Psi > \Psi_c$: no solution	Nonlinear theory  $\Psi < \Psi_c$: multimodal baroclinic tides, evolution to 1st and 2nd mode wave trains and SIW, mixed unsteady lee waves $\Psi > \Psi_c$: multiple harmonics, cnoidal and lee waves	Nonlinear theory  strong unsteady lee waves, solibores, water mixing, solitary internal waves for any latitude

Figura 6.1. Esquema de los tipos de ondas en función del número de Froude, batimetría y latitud (de Vlasenko et al., 2005).

Con respecto a la inclinación del fondo, todas las áreas de generación se dividen en dos grandes categorías: fondo plano y fondo abrupto. El grado de inclinación del perfil batimétrico se entiende como la relación existente entre la inclinación topográfica del fondo, γ y la inclinación de las líneas características de la ecuación de onda, α , definidas como:

$$\gamma = \frac{dH}{dx}, \quad (6.1)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2(z) - \omega^2}}, \quad (6.2)$$

donde H representa la profundidad total de la columna de agua, ω la frecuencia de la marea barotrópica que interacciona con la topografía, f es el parámetro de Coriolis y $N(z)$ el perfil de la frecuencia de Brunt-Väisälä.

La clasificación entre fondo plano y fondo abrupto se realiza en función de la relación entre los parámetros α y γ , de forma que:

$$\begin{cases} \text{Si } \alpha \gg \gamma, \text{ el fondo es plano} \\ \text{Si } \alpha \approx \gamma, \text{ el fondo es abrupto} \end{cases}$$

Un parámetro fundamental en la caracterización del mecanismo de generación de las ondas internas es el número de Froude interno. El número de Froude es un número adimensional que relaciona la velocidad del flujo con la velocidad de una onda que viaja a través de él. Para un fluido homogéneo éste se define como:

$$F^2 = \frac{u^2}{gH}. \quad (6.3)$$

Según su valor, el flujo se clasifica en:

$$\begin{cases} \text{flujo subcrítico,} & \text{si } F^2 < 1 \\ \text{flujo crítico,} & \text{si } F^2 = 1 \\ \text{flujo supercrítico,} & \text{si } F^2 > 1 \end{cases}$$

Un flujo crítico, indica que la velocidad, u , en un punto concreto es igual a la velocidad de propagación de las ondas gravitatorias largas en una cuenca de profundidad H . Se dice entonces que el flujo en dicha sección está controlado, o que existe control hidráulico. Esta sección crítica separa una región de flujo subcrítico, donde la velocidad de propagación de ondas largas supera a la velocidad del flujo, de una región de flujo supercrítico, donde el flujo supera a la velocidad de las ondas largas.

Para sistemas bi-capa se emplea el cálculo de número de Froude compuesto o interno, G^2 , definido (Armi, 1986) como:

$$G^2 = F_1^2 + F_2^2, \quad (6.4)$$

siendo:

$$F_i^2 = \frac{u_i^2}{g' H_i}, \quad (6.5)$$

donde u_i y H_i ($i=1,2$ para la capa superior e inferior respectivamente) son la componente longitudinal de velocidad media y el espesor de la capa i , y g' es la gravedad reducida:

$$g' = g \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_2}, \quad (6.6)$$

donde g es la constante de gravedad y ρ_i la densidad media de la capa i .

En función del valor alcanzado por el número de Froude interno, el flujo se clasifica en:

$$\begin{cases} \text{flujo subcrítico,} & \text{si } G^2 < 1 \\ \text{flujo crítico,} & \text{si } G^2 = 1 \\ \text{flujo supercrítico,} & \text{si } G^2 > 1 \end{cases}$$

Sin embargo, a pesar de que es una práctica muy habitual el hecho de considerar que el estrecho de Gibraltar se comporta hidrodinámicamente como un sistema bi-capa, la realidad es que la determinación de la profundidad de la interfaz Atlántico-Mediterránea no es obvia. Esta simplificación limita la estructura dinámica del estrecho de Gibraltar ya que sólo puede existir el primer modo de oscilación. Sin embargo, en el capítulo anterior se veía que la estructura de las ondas internas del estrecho está constituida por más de un modo dinámico. Por este motivo, quizás la forma más correcta de definir el número de Froude en el estrecho de Gibraltar sea a través de un perfil continuo de densidad. Este

número de Froude interno se puede definir entonces (Farmer y Smith, 1980; Vlasenko *et al.*, 2005) como:

$$F_i = \frac{\bar{U}}{C_i}, \quad i = 1, 2, \dots, \quad (6.7)$$

donde \bar{U} es el máximo de la corriente de marea promediada en una sección y C_i la velocidad de fase del *i-ésimo* modo de oscilación de una onda interna larga. De esta manera se puede analizar el número de Froude de cada modo dinámico por separado. De manera similar, Hibiya (1986) definió este número de Froude interno considerando que \bar{U} representa la velocidad del flujo barotrópico de marea en el medio sin perturbar. Usando esta última definición del número de Froude interno se pueden distinguir tres regímenes diferentes en la generación de las ondas internas:

- Número de Froude $\ll 1$: Si la amplitud de la velocidad de marea barotrópica es menor que la celeridad de las ondas generadas, entonces, independientemente del grado de inclinación del fondo, la teoría lineal es una buena aproximación para la descripción de mareas baroclinas. Una marea barotrópica de poca intensidad sobre una topografía plana, genera básicamente un primer modo de la onda de marea baroclina mientras que sobre una batimetría abrupta, genera un gran número de modos de marea baroclina. Por encima de latitudes críticas no existe solución en el marco de la teoría lineal.
- Número de Froude ~ 1 : Para números de Froude de orden de magnitud uno, la velocidad de fase de las ondas generadas es del orden del flujo de marea y los efectos no lineales se hacen evidentes. Debido a los efectos no lineales, la inclinación de la onda interna generada se acentúa y se transforma en un bore interno. Éste se desintegra gradualmente en paquetes de ondas cortas no lineales y ondas internas solitarias. Si la inclinación del fondo es grande, entonces también se generan modos baroclinos superiores. A altas latitudes, la generación de ondas de marea baroclina se anula debido a la rotación de la tierra y sólo se

pueden generar ondas de sotavento en forma de múltiples armónicos y ondas cnoidales.

- Número de Froude $\gg 1$: El régimen más crucial de generación de mareas baroclinas ocurre con la interacción de flujos supercríticos sobre la batimetría, cuando el número de Froude es mayor que la unidad. En tal caso, las ondas generadas a sotavento del obstáculo topográfico quedan atrapadas por el intenso flujo de marea, de donde extraen la energía para continuar creciendo, hasta convertirse en una onda interna de gran amplitud. Cuando el flujo de marea se debilita, estas ondas abandonan el área de generación y se propagan corriente arriba como un solibore. En este régimen, también puede ocurrir una intensa mezcla vertical detrás del relieve batimétrico. Además, como las escalas horizontales de las ondas internas generadas son comparables a las topográficas, los mecanismos de generación no dependen de la rotación de la tierra.

6.2. DESCRIPCIÓN DE LOS PRINCIPALES TIPOS DE MAREA BAROCLINA NO-LINEAL

Se acaba de ver como se puede generar una amplia variedad de ondas internas en función de las condiciones de generación. Normalmente, si la onda es de pequeña amplitud, los procesos no lineales son despreciables y tendrá una forma prácticamente sinusoidal. A este tipo de onda lineal es a la que comúnmente se le denomina marea interna o marea baroclina. Sin embargo, en función de las condiciones de generación y propagación, los efectos no lineales pueden cobrar importancia y, consecuentemente, las ondas internas pueden sufrir modificaciones recibiendo diferentes nombres en función de sus características. Vamos a describir los tipos más importantes:

- Bore o salto hidráulico: corresponde a un desarrollo no lineal de la marea interna en el cual el flujo de marea sobre un obstáculo se controla hidráulicamente. Como consecuencia, se forma una depresión de isopícnas de gran amplitud y

acusada pendiente a sotavento del obstáculo batimétrico. Cuando el flujo se debilita la depresión se propaga corriente arriba.

- Ondas de sotavento: corresponde a un desarrollo no lineal de la marea interna más evolucionado que el bore. En la zona de generación de la marea interna, el flujo de marea barotrópica sobre el obstáculo se hace crítico dando lugar a un bore interno, pero la intensidad de la corriente barotrópica continúa creciendo y el flujo se convierte en supercrítico, impidiendo que la onda generada se desplace corriente arriba. Como consecuencia, la onda permanece en una posición casi estacionaria respecto al fondo (a sotavento del obstáculo) pero no respecto al flujo. Las ondas atrapadas por el flujo extraen la energía de éste, con lo cual intensifican su amplitud mientras permanecen en la misma posición. Una vez que el flujo se debilita, las ondas viajan desde su punto de generación (Fig. 6.2). Generalmente son ondas más cortas que la propia marea baroclina con escalas espaciales del orden de las del obstáculo.
- Onda interna solitaria o solitón: se trata de una onda interna en forma de pulsos individuales que generalmente se encuentran agrupados formando paquetes de ondas. Proceden de los procesos de desintegración no lineal de bores internos o de ondas de sotavento durante su propagación. Es característico de estos paquetes de ondas, que la onda solitaria de mayor amplitud viaje al frente del grupo y que cada onda solitaria posterior sea de menor amplitud que su predecesora. Las ondas solitarias, dentro de un paquete de ondas, suelen tener periodos comprendidos entre 10 y 60 minutos mientras que cada paquete se genera con periodo mareal. Tiene una velocidad de fase comprendida entre 0.5 y 2.5 m s⁻¹, una amplitud entre 15 y 100 m, y en la mayoría de los casos, la capa superior es más estrecha que la inferior (Gerkema, 1994).

- Onda cnoidal: proceden de los procesos de desintegración no lineal de bores internos o de ondas de sotavento durante su propagación en condiciones de fuerte influencia de la rotación de la tierra (altas latitudes). A diferencia de las ondas solitarias, este tipo de ondas son periódicas, de igual amplitud, corto periodo, crestas suavizadas y senos profundos.
- Solibores o bores ondulados: consiste en un grupo ondulado de desplazamientos de isopícnas en forma de pulsos, de características intermedias entre las propias de un bore y las de ondas internas solitarias.

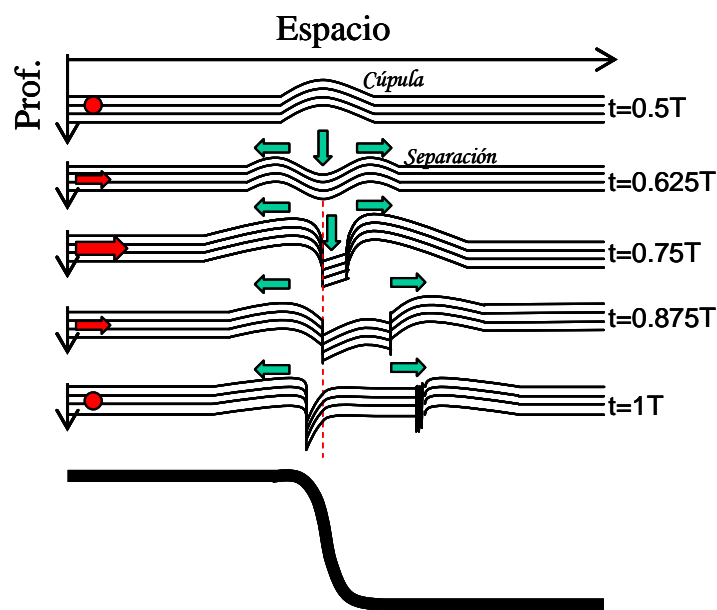


Figura 6.2. Esquema (simplificado de Vlasenko et al., 2005) de ondas de sotavento. Durante el primer medio ciclo de marea, hacia el obstáculo, el flujo de marea produce un ascenso de isopícnas en forma de cúpula. Durante la segunda mitad del ciclo de marea, el flujo cambia de sentido, la cúpula se destruye y se generan dos ondas que se propagan en sentidos opuestos, una a favor del flujo y otra en contra del mismo. La onda que viaja a favor del flujo se propaga con éste. La onda que se propaga corriente arriba, permanece en una posición casi estacionaria respecto al fondo (línea roja) extrayendo energía del flujo medio, con lo cual, intensifica su amplitud. Durante el siguiente medio ciclo de marea, el flujo cambia de nuevo su sentido y la onda arrestada es libre para viajar desde su punto de generación.

Para analizar el mecanismo de generación de las ondas internas en el estrecho de Gibraltar se va a utilizar la definición del número de Froude interno aplicado al primer modo dinámico de oscilación. La conveniencia de utilizar esta expresión se basa en la incertidumbre de los resultados que se pueden obtener si se considera el estrecho de Gibraltar como un sistema bi-capa ya que, como explica en el siguiente apartado, la profundidad de la interfaz ha sido definida de diversas maneras a lo largo de los trabajos de oceanografía del Estrecho.

6.3. IDENTIFICACIÓN DE LA INTERFAZ Y AJUSTE SIGMOIDAL

Como se ha comentado a lo largo del trabajo, el estrecho de Gibraltar ha sido tradicionalmente descrito en términos de un sistema bi-capa, una capa superficial de agua atlántica sobre una capa profunda de agua mediterránea. La separación entre ambas capas constituye la interfaz atlántico-mediterránea, una superficie infinitesimal que no permite mezcla entre las propiedades de ambas masas de agua. La aproximación del estrecho de Gibraltar a un sistema bi-capa es una cuestión meramente práctica, enfocada a simplificar las ecuaciones que describen la compleja dinámica de la zona. Sin embargo, este sistema bi-capa no es fácil de definir. La interfaz, que determina los espesores de la capa superior e inferior así como las propiedades de salinidad y temperatura de las capas atlántica y mediterránea, ha sido establecida por diferentes autores en función de diversos criterios (Tabla 6.I).

Esta dificultad para establecer el sistema bi-capa, conduce, como comentábamos, a una cierta incertidumbre en los resultados inherentes a la propia simplificación. Para evitar este problema, lo mejor es trabajar siempre que se pueda con los perfiles continuos en toda la columna de agua, pero en muchas ocasiones, cuando se trabaja con datos de campo, no se dispone de ellos. En estos casos, la mejor opción es recurrir a la parametrización de los perfiles.

AUTOR (año)	DETERMINACIÓN DE LA INTERFAZ
Frassetto (1964)	Isoterma de 13°C y /o isohalina de 38%.
Boyce (1975)	Isopicna de $\sigma_t=28$, ya que por debajo de ella más del 50% es agua Mediterránea.
Lacombe y Richez (1982)	Isohalina de 37 psu.
AF&FA-88	$\sigma_\theta=28$.
Pettigrew y Needell (1989)	Máximo gradiente del perfil vertical de la componente u de velocidad.
Watson y Robinson (1990)	Profundidad de máxima frecuencia de Brunt-Väisälä.
Bray <i>et al.</i> (1995)	Profundidad promedio del intervalo de isohalinas de 37 y 38 psu.
Send y Baschek (2001)	Isohalina de 37.4 psu.
Bruno (2002)	Isohalina de 37.5 psu.
Sannino <i>et al.</i> (2002)	Isohalina correspondiente a la profundidad de transición de flujo saliente a entrante correspondiente a isohalina de 37.25 psu.

Tabla 6.1. Determinación de la interfaz en un sistema bi-capa dada por diferentes autores.

En el estrecho, los perfiles de salinidad siguen una distribución sigmoideal de 4 parámetros (Echevarría *et al.*, 2002 y Vargas *et al.*, 2006):

$$S(z) = S_1 + \frac{S_2 - S_1}{1 + e^{\left(\frac{z - z_0}{\Delta z}\right)}}, \quad (6.8)$$

donde z representa la profundidad, S_1 y S_2 son la salinidad en la capa superior e inferior respectivamente, z_0 es la profundidad del punto medio de la haloclina, el cual correspondería a la profundidad de la interfaz en un sistema bi-capa y Δz corresponde a 1/6 del espesor de la haloclina (Fig. 6.3).

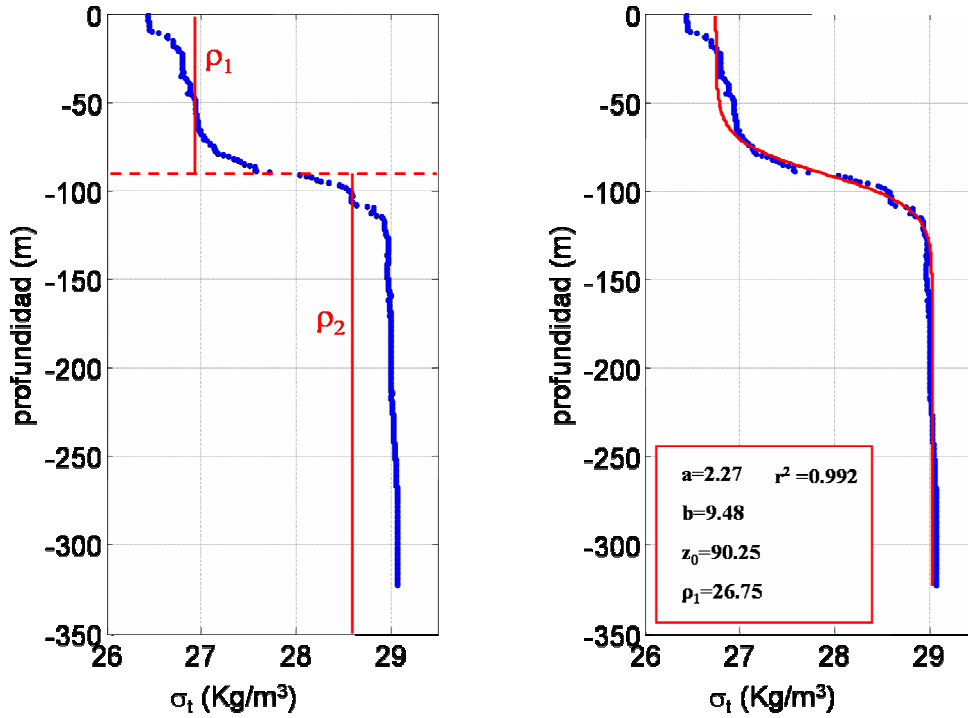


Figura 6.3. Ejemplo de aproximación bi-capa (izquierda) y ajuste sigmoideal donde $a=\rho_2-\rho_1$ y $b=\Delta z$ (derecha) para un mismo perfil de densidad (azul) registrado en el estrecho de Gibraltar durante GIMIX I.

De manera similar, se pueden ajustar perfiles de densidad:

$$\rho(z) = \rho_1 + \frac{\rho_2 - \rho_1}{1 + e^{\frac{z-z_0}{\Delta z}}} \quad (6.9)$$

Esta parametrización es muy útil para determinar de manera automática, simplemente ajustando por mínimos cuadrados el perfil original a la función sigmoideal, la profundidad de la interfaz y el espesor de la haloclina, o piconclina. Por otro lado, si no se dispone de perfiles de salinidad o densidad en toda la columna de agua, pero se conocen los valores de dichas variables en la superficie y fondo, y se tiene estima de la profundidad de la interfaz y del espesor de la haloclina (o piconclina), se puede reconstruir con bastante fiabilidad el correspondiente perfil.

6.4. CELERIDAD DE LAS ONDAS INTERNAS

Para conocer el proceso que genera las ondas internas en el estrecho, se necesita tener una estima del número de Froude. Para ello, es necesario tener información de la velocidad de corriente barotrópica sin perturbar (Hibiya, 1986), o bien de la velocidad promediada en la sección (Farmer y Smith, 1980 y Vlasenko *et al.*, 2005), y, por otro lado, de la celeridad calculada a partir de un perfil continuo de densidad. Además, esta manera de calcular el número de Froude tiene la ventaja de poderse aplicar a cada modo de oscilación por separado.

En este apartado se van a presentar los procedimientos mediante los cuales se puede calcular la celeridad asociada a cada modo de oscilación y la procedencia de los mismos, sin embargo, no es nuestro objetivo es hacer una descripción profunda de este desarrollo matemático (éste se puede encontrar, por ejemplo, en Lee y Beardsley, 1974 y Vlasenko *et al.*, 2005).

6.4.1. Ecuaciones hidrodinámicas no lineales en un fluido estratificado

Vamos a asumir una capa somera de fluido incompresible cuyo estado básico se describe por los perfiles de densidad $\bar{\rho}_0(z)$ y velocidad $\bar{u}(z)$. Además, asumiremos que el número de Richardson, Ri , en este estado básico es superior a 1/4. La densidad del estado básico se expresará como

$$\bar{\rho}_0(z) = \rho_0 (1 + \sigma \bar{\rho}(z)), \quad (6.10)$$

donde $\sigma = \Delta\rho / \rho_0$, siendo $\Delta\rho$ un valor representativo del cambio vertical de densidad en el estado básico a través de la región de máximo gradiente de densidad y ρ_0 un valor de referencia constante.

Entonces, el sistema con las ecuaciones del balance de momento, conservación de la masa y densidad para el caso bidimensional (x, z) se escribe como:

$$\left. \begin{aligned} \rho(u_t + uu_x + wu_z) &= -P_x \\ \rho(w_t + uw_x + ww_z) &= -g\rho - P_z \\ \rho_t + u\rho_x + w\rho_z &= 0 \\ u_x + w_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.11-6.14)$$

donde u es la componente longitudinal de velocidad, w la componente vertical de velocidad, P es la presión, g es la gravedad y los subíndices x , z y t representan derivadas respecto a x , z y t respectivamente.

Eliminando el término de presión de las dos primeras ecuaciones se obtiene la ecuación de vorticidad:

$$[\rho(u_t + uu_x + wu_z)]_z - g\rho_x - [\rho(w_t + uw_x + ww_z)]_x = 0. \quad (6.15)$$

A continuación, para obtener expresiones equivalentes a las obtenidas por otros autores (Benney, 1966; Lee y Beardsley, 1974; Vlasenko *et al.*, 2005), las variables de las ecuaciones 6.13, 6.14 y 6.15, se adimensionalizan de acuerdo a lo siguiente:

$$x = lx', \quad (6.16)$$

$$z = Dz', \quad (6.17)$$

$$\varepsilon = \frac{a}{D}, \quad (6.18)$$

$$\delta = D^2 / l^2, \quad (6.19)$$

$$t = \frac{l}{\sqrt{\sigma g D}} t', \quad (6.20)$$

$$w = \varepsilon \sqrt{\delta} \sqrt{\sigma g D} w', \quad (6.21)$$

$$u = \sqrt{\sigma g D} (\bar{u}(z) + \varepsilon u'), \quad (6.22)$$

$$\rho = \rho_0 [1 + \sigma \bar{\rho}(z) + \sigma \varepsilon \rho'(x, z, t)], \quad (6.23)$$

$$D = \frac{H}{n\pi}, \quad (6.24)$$

donde l representa la escala horizontal característica de la estructura dominante de la perturbación interna (en la práctica considerada como la longitud de onda de las perturbaciones) y a la amplitud característica de los desplazamientos verticales de las superficies isopícnicas afectadas por dicha perturbación. H es la profundidad total de la columna de agua y n es el número del modo dinámico en consideración.

Introduciendo estas variables adimensionales en las ecuaciones 6.13-6.15 las ecuaciones de vorticidad y densidad se transforman en:

$$\rho_t + \bar{u} \rho_x - \bar{\rho}_z \psi_x + \varepsilon \psi_z \rho_x - \varepsilon \psi_x \rho_z = 0, \quad (6.25)$$

$$\begin{aligned} & [(1 + \sigma \bar{\rho} + \sigma \varepsilon \rho)(\psi_{zt} + \bar{u} \psi_{xz} - \bar{u}_z \psi_x + \varepsilon \psi_z \psi_{zx} - \varepsilon \psi_x \psi_{zz})]_z - \\ & - \rho_x + \delta [(1 + \sigma \bar{\rho} + \sigma \varepsilon \rho)(\psi_{xt} + \bar{u} \psi_{xx} + \varepsilon \psi_z \psi_{xx} - \varepsilon \psi_x \psi_{xz})]_x = 0, \end{aligned} \quad (6.26)$$

donde Ψ es la función de corriente definida como:

$$\left. \begin{aligned} u &= \psi_z \\ w &= -\psi_x \end{aligned} \right\} \quad (6.27)$$

la cual se somete a las siguientes condiciones de contorno en la superficie ($z=0$) y en el fondo ($z=n\pi$) dadas por:

$$\left. \begin{aligned} \psi_x(z=0) &= 0 \\ \psi_x(z=n\pi) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.28)$$

Siguiendo un método de perturbación similar al presentado por Benney (1966), las variaciones en la función de corriente Ψ y densidad ρ , asociadas a las ondulaciones internas, se expresan usando los parámetros ε y δ como:

$$\psi(x, z, t) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon^i \delta^j \psi^{(i,j)}(x, z, t), \quad (6.29)$$

$$\rho(x, z, t) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \varepsilon^i \delta^j \rho^{(i,j)}(x, z, t), \quad (6.30)$$

donde los superíndices i y j actúan como potencias sobre los parámetros ε y δ . Tales parámetros se asumen pequeños ($\varepsilon \ll 1$, $\delta \ll 1$), independientes y no necesariamente del mismo orden de magnitud, y dan idea de la importancia de los términos no-lineales y no-hidrostáticos, respectivamente.

6.4.2. Cálculos de celeridad bajo la aproximación de orden cero: Solución lineal

Si se considera en las expresiones 6.29 y 6.30 que $\varepsilon = \delta = 0$, la solución al problema se reduce a la aproximación lineal, correspondiente a la solución de orden cero, $\psi^{(0,0)}(x, z, t)$, que tiene la forma:

$$\psi^{(0,0)}(x, z, t) = A(x, t) \phi^{(0,0)}(z), \quad (6.31)$$

$$A_t = -C_0 A_x, \quad (6.32)$$

Donde $\phi^{(0,0)}(z)$ y C_0 son las autofunciones y los autovalores del problema de contorno:

$$\phi_{zz}^{(0,0)} - \left(\frac{\bar{\rho}_z}{U^2} + \frac{\bar{u}_{zz}}{U} \right) \phi^{(0,0)} = 0, \quad (6.33)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi^{(0,0)}(z=0) &= 0 \\ \phi^{(0,0)}(z=n\pi) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.34)$$

siendo:

$$U = \bar{u}(z) - C_0. \quad (6.35)$$

Si se desprecia el flujo del estado básico, $\bar{u}(z) = 0$, entonces el problema de contorno se reduce a:

$$\frac{C_0^3}{\bar{\rho}_z} \phi_{zz}^{(0,0)} = C_0 \phi^{(0,0)}, \quad (6.36)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi^{(0,0)}(0) &= 0 \\ \phi^{(0,0)}(n\pi) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.37)$$

a partir de cuya resolución numérica, se calculan las celeridades, C_{0m} , y la estructura vertical de los diferentes modos dinámicos baroclinos del problema lineal, $\phi_n^{(0,0)}(z)$. Para este caso, el número de Froude interno se calcularía usando la expresión 6.7 para el modo dinámico en cuestión. Dicho problema de autovalores y autovectores se resuelve iterativamente probando diferentes valores de C_0 hasta alcanzar la convergencia (Peregrine, 1966; Liu *et al.*, 1985).

6.4.3. Cálculos de celeridad en el caso de la solución no-lineal: Solución de primer orden

Si los términos no-lineales y no-hidrostáticos, los que contienen a los parámetros ε y δ , no son despreciables, lo que suele ocurrir cuando se admite una amplitud finita de las perturbaciones internas y una longitud de onda no muy grande, comparada con la profundidad de la columna de agua, una primera aproximación a la solución del problema se describe mediante la llamada solución de primer orden. Esta aproximación se basa en

truncar la expansión 6.29 en el tercer sumando, de modo que dicha expansión para la función de corriente se reduce a:

$$\psi(x, z, t) = \underbrace{A(x, t)\phi^{(0,0)}(z)}_{\psi^{(0,0)}(x, z, t)} + \underbrace{\varepsilon A^2(x, t)\phi^{(1,0)}(z)}_{\psi^{(1,0)}(x, z, t)} + \underbrace{\delta A_{xx}(x, t)\phi^{(0,1)}(z)}_{\psi^{(0,1)}(x, z, t)}, \quad (6.38)$$

en la cual, la dependencia que guardan los términos $\psi^{(1,0)}(x, z, t)$ y $\psi^{(0,1)}(x, z, t)$ con la función $A(x, t)$, es la conveniente para que ambos términos admitan una expresión en variables separadas de forma análoga a la solución lineal. La ecuación 6.38 tratada junto a las ecuaciones 6.25-6.28, conduce a la siguiente ecuación del tipo Korteweg – de Vries (KdV) para la función $A(x, t)$:

$$A_t + C_0 A_x - \varepsilon r A A_x - \delta s A_{xxx} = 0, \quad (6.39)$$

en la cual, se entabla un balance entre los efectos no lineales, representados por el tercer sumando, conducentes a peraltar las ondulaciones de las superficies isopícnicas y la dispersión no-hidrostática, representada por el cuarto término, conducente a suavizar tales peraltes por medio de la generación de ondulaciones adicionales en las isopícnicas.

La importancia relativa entre estos términos, se determina en base al parámetro de no linealidad, ε , el cual es proporcional a la amplitud de la onda y es responsable de la tendencia de la onda a aumentar su pendiente, y el parámetro de dispersión no-hidrostática, δ , tanto mayor mientras menor sea la longitud de onda. La forma final de la ondulación interna será la resultante del balance alcanzado entre el término no-lineal y el término de dispersión no-hidrostática.

Los valores de los parámetros r y s que aparecen en los dos últimos términos de la ecuación (6.39) vienen dados en función del modo vertical de la solución lineal $\phi_n^{(0,0)}(z)$ y, para el caso en que $\bar{u}(z)=0$, quedan como:

$$r = \frac{\int_0^{n\pi} \bar{\rho}_{zz} \left(\phi_n^{(0,0)}(z) \right)^3 dz}{\int_0^{n\pi} \bar{\rho}_z \left(\phi_n^{(0,0)}(z) \right)^2 dz}, \quad (6.40)$$

$$s = \frac{C_{0n}^3}{2} \frac{\int_0^{n\pi} \left(\phi_n^{(0,0)}(z) \right)^2 dz}{\int_0^{n\pi} \bar{\rho}_z \left(\phi_n^{(0,0)}(z) \right)^2 dz}. \quad (6.41)$$

Por otra parte, las funciones $\phi^{(1,0)}(z)$ y $\phi^{(0,1)}(z)$ que aparecen en (6.38) se determinan a partir de la resolución de los siguientes problemas de valores de contorno no homogéneos:

$$\phi_{zz}^{(1,0)} - \left(\frac{\bar{\rho}_z}{C_0^2} \right) \phi^{(1,0)} = \frac{1}{C_0} \left(r \phi_{zz}^{(0,0)} + \phi_z^{(0,0)} \phi_{zz}^{(0,0)} - \phi^{(0,0)} \phi_{zzz}^{(0,0)} \right), \quad (6.42)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi^{(1,0)}(z=0) &= 0 \\ \phi^{(1,0)}(z=n\pi) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.43)$$

y

$$\phi_{zz}^{(0,1)} - \left(\frac{\bar{\rho}_z}{C_0^2} \right) \phi^{(0,1)} = \frac{2s}{C_0} \phi_{zz}^{(0,0)} - \phi^{(0,0)}, \quad (6.44)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi^{(0,1)}(z=0) &= 0 \\ \phi^{(0,1)}(z=n\pi) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6.45)$$

Por motivos prácticos, para una mejor comparación con las observaciones espaciales de las perturbaciones de las ondas internas registradas a partir de secciones verticales de temperatura o salinidad, es conveniente transformar la ecuación (6.39) de modo que la variable a resolver sea la amplitud de los desplazamientos verticales de las isopícnas.

Teniendo en cuenta que la solución lineal para el desplazamiento vertical de las isopícnas, $\eta(x, z, t)$, se expresa como:

$$\eta(x, z, t) = \bar{\eta}(x, t) \phi^{(0,0)}(z) . \quad (6.46)$$

Entonces, bajo la aproximación de orden cero se puede obtener la siguiente relación entre las funciones $A(x, t)$ y $\bar{\eta}(x, t)$:

$$A(x, t) = C_0 \bar{\eta}(x, t) . \quad (6.47)$$

Admitiendo ahora que la expresión 6.47 es válida hasta el primer orden (Lee y Beardsley, 1974) su sustitución en las ecuaciones 6.38 y 6.39 transforma éstas últimas en las siguientes:

$$\eta(x, z, t) = \underbrace{\bar{\eta}(x, t) \phi^{(0,0)}(z)}_{\eta^{(0,0)}(x, z, t)} + \underbrace{\epsilon C_0 \bar{\eta}^2(x, t) C^{(1,0)} \bar{\phi}^{(1,0)}(z)}_{\eta^{(1,0)}(x, z, t)} + \underbrace{\delta \bar{\eta}_{xx}(x, t) C^{(0,1)} \bar{\phi}^{(0,1)}(z)}_{\eta^{(0,1)}(x, z, t)} , \quad (6.48)$$

$$\bar{\eta}_t + C_0 \bar{\eta}_x - C_0 \epsilon \bar{\eta} \bar{\eta}_x - \delta \bar{\eta}_{xxx} = 0 , \quad (6.49)$$

en donde, en la expresión 6.48, el modo vertical $\phi^{(0,0)}(z)$ se ha normalizado con respecto a su máximo valor absoluto y, para obtener la misma normalización para las funciones $\phi^{(1,0)}(z)$ y $\phi^{(0,1)}(z)$, éstas son divididas por sus máximos valores absolutos $C^{(1,0)} = \phi_{m\acute{a}x}^{(1,0)}$ y $C^{(0,1)} = \phi_{m\acute{a}x}^{(0,1)}$. Los valores de estas funciones una vez normalizadas se denotan por $\bar{\phi}^{(1,0)}(z)$ y $\bar{\phi}^{(0,1)}(z)$ respectivamente.

Con esta normalización, se consigue que la variable $\bar{\eta}(x, t)$ sea la amplitud máxima de los desplazamientos verticales de las isopícnas presentados por el término $\eta^{(0,0)}(x, z, t)$. De esta forma, esta amplitud máxima se alcanza en la profundidad donde se localiza el

máximo valor absoluto de la función $\phi^{(0,0)}(z)=1$. De igual manera, el producto de los términos que multiplican a las funciones $\bar{\phi}^{(1,0)}(z)$ y $\bar{\phi}^{(0,1)}(z)$ representan las amplitudes máximas de los desplazamientos verticales de las isopícnas explicados por los términos $\eta^{(1,0)}(x,z,t)$ y $\eta^{(0,1)}(x,z,t)$.

Una vez alcanzado este punto, es posible proceder al cálculo de la celeridad de la perturbación interna dada por las ecuaciones 6.38 y 6.48 a partir de la resolución de la ecuación 6.49. Este ejercicio, se presentará en el próximo apartado en donde se resolverá esta ecuación, utilizando una estratificación y condiciones de contorno representativas de la región cercana al umbral de Camarinal.

6.5. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

A lo largo del capítulo se han revisado los diferentes mecanismos que pueden generar ondas internas, viendo los parámetros que influyen en las características de las ondas generadas. Además, se ha descrito el procedimiento para el cálculo de la celeridad de las ondas internas, variable indispensable para poder calcular el número de Froude interno, el cual, parece el parámetro básico necesario para caracterizar las condiciones hidráulicas que determinan las características de las ondas internas generadas. Por otro lado, se ha analizado la problemática de considerar el estrecho de Gibraltar como un sistema bi-capa. En los resultados que mostramos a continuación, se intentará caracterizar el mecanismo que desencadena la generación de las ondas internas en el estrecho de Gibraltar, calculando para ello los números de Froude a partir de datos procedentes del modelo numérico presentado en el capítulo 4 y las observaciones presentadas en el capítulo 3. Como paso inicial, se analizarán, en el contexto de los resultados numéricos, las discrepancias que puedan existir entre los cálculos de celeridad a partir de un sistema continuamente estratificado y de un sistema bi-capa con el fin de buscar la definición de la interfaz que mejor aproxime al caso continuo, al menos en cuanto a celeridad se refiere.

6.5.1. Análisis comparativo de los cálculos de celeridad de las ondas internas en el estrecho de Gibraltar basados en las aproximaciones lineal y no-lineal de primer orden

Para realizar el cálculo de la celeridad de las perturbaciones internas en un contexto analítico, será conveniente centrarse en las soluciones analíticas de la ecuación 6.49. Dicha ecuación admite dos tipos de soluciones analíticas cuando se impone la condición de forma permanente de las perturbaciones: la de onda cnoidal y la de onda solitaria. La condición de forma permanente de las soluciones implica que $\bar{\eta}_t = -C\bar{\eta}_x$, en donde C es la celeridad de la perturbación no-lineal, más exactamente del término dominante, $\eta^{(0,0)}(x,z,t)$, de la solución no-lineal de primer orden. Sustituyendo esta expresión en 6.49, tras establecer el cambio de variable $\xi = x - Ct$, se obtiene:

$$(C_0 - C)\bar{\eta}_\xi - C_0\epsilon\bar{\eta}\bar{\eta}_\xi - \delta\bar{\eta}_{\xi\xi\xi} = 0, \quad (6.50)$$

que después de diversas integraciones, puede expresarse finalmente en la forma:

$$\frac{\delta^2}{12\epsilon}\bar{\eta}_\xi^2 = (\bar{\eta} - a_1)(\bar{\eta} - a_2)(\bar{\eta} - a_3), \quad (6.51)$$

ecuación que sólo tiene solución si el polinomio que constituye el segundo miembro se hace cero. De esta forma, una vez se determinan los ceros del polinomio a_1 , a_2 y a_3 , se pueden obtener las siguientes soluciones analíticas:

- La solución de la onda cnoidal:

$$\bar{\eta}(\xi) = a_2 + (a_1 - a_2)Cn^2(q\xi, s), \quad (6.52)$$

en donde Cn es la función cnoidal, con $q^2 = (1/12)(\epsilon'\delta)(a_3 - a_1)$ y $s^2 = (a_2 - a_1)/(a_3 - a_1)$, y $(a_1 - a_2)$ representa la amplitud de la onda cnoidal. En este caso la celeridad de la perturbación viene dada por:

$$C = C_0 + \frac{r\epsilon}{3}(a_1 + a_2 + a_3). \quad (6.53)$$

- La solución de la onda solitaria:

$$\bar{\eta}(\xi) = a_3 + (a_1 - a_3) \operatorname{sech}^2(q\xi), \quad (6.54)$$

en donde la celeridad se expresa como:

$$C = C_0 + \frac{r\mathcal{E}}{3} a_1 \quad (6.55)$$

y a_1 representa la amplitud de la onda solitaria.

Por lo tanto, una vez que se ha determinado el parámetro r , las raíces a_1 , a_2 y a_3 y el valor de la celeridad de la onda lineal C_0 , es posible determinar la celeridad C de la solución no-lineal de primer orden, la cual en principio, no tiene por qué coincidir con C_0 .

En la figura 6.4 se presentan los términos de la solución de primer orden dada por la expresión 6.48, resuelta para una estratificación media característica de la región del umbral de Camarinal y para amplitudes de los desplazamientos verticales de las isopícnas realistas (25 y 50 metros). El tercer término, $\eta^{(0,1)}(x,z,t)$, resultó despreciable frente a los dos primeros (3 órdenes de magnitud inferior) y por esta razón no aparece en el gráfico. De la comparación entre los dos primeros términos, se deduce que el término dominante es el primero, $\eta^{(0,0)}(x,z,t)$, lo que justifica que la celeridad de la solución no-lineal de primer orden (ecuación 6.48) coincida fundamentalmente con la determinada para este término a partir de la resolución del problema 6.51.

Por otra parte, a partir del análisis de la figura 6.5, en donde se presentan las funciones $\phi^{(0,0)}(z)$, $\bar{\phi}^{(1,0)}(z)$ y $\bar{\phi}^{(0,1)}(z)$ que determinan la estructura vertical de los diferentes términos de la solución no-lineal, es esperable que la contribución del segundo término no modifique substancialmente la estructura vertical marcada por el modo vertical correspondiente a la solución lineal. Esta idea está de acuerdo con los resultados encontrados en el capítulo anterior, en donde el análisis EOF de las velocidades verticales simuladas por el modelo, mostraban que los modos verticales de la solución lineal ajustaban perfectamente la estructura vertical de los valores simulados, los cuales incluyen los efectos no-lineales y de dispersión no-hidrostática.

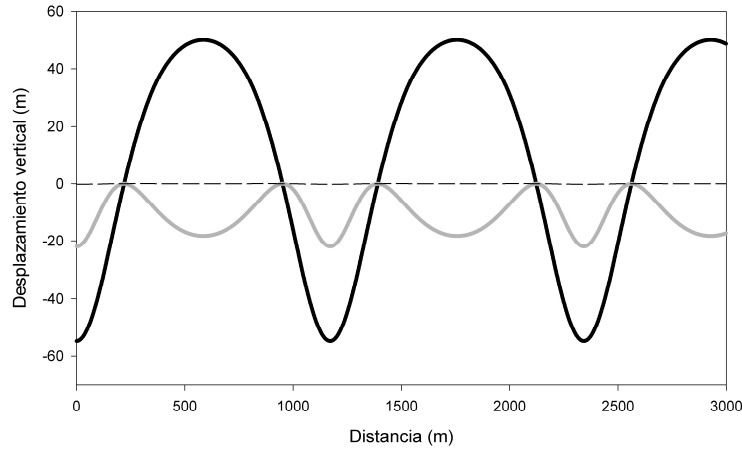


Figura 6.4. Variación espacial de los términos $\eta^{(0,0)}(x,t)$, en trazo negro, y $\eta^{(1,0)}(x,t)$, en trazo gris, de la solución no-lineal de primer orden para el primer modo baroclino y para un instante de tiempo concreto. Los términos han sido evaluados en la profundidad donde las correspondientes funciones $\phi^{(0,0)}(z)$, $\phi^{(1,0)}(z)$ y $\phi^{(0,1)}(z)$ presentaban su mayor valor absoluto. Los desplazamientos verticales han sido multiplicados por la longitud de escala D para recuperar sus dimensiones. La amplitud máxima de estos desplazamientos verticales se ha establecido en 50 metros, un valor bastante representativo en la región cercana al umbral de Camarinal.

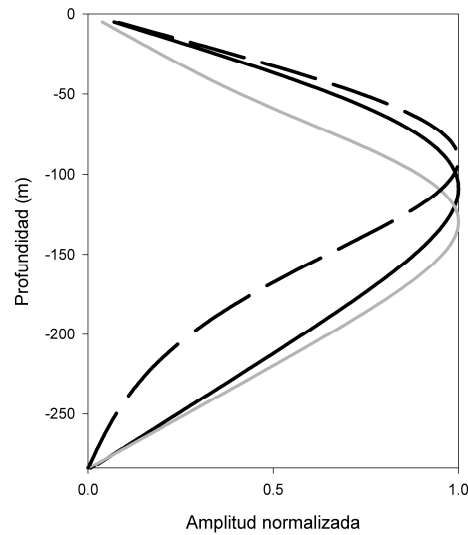


Figura 6.5. Variación de amplitud de las oscilaciones verticales de las isopícnas con la profundidad para cada uno de los tres términos de la solución de primer orden. $\phi^{(0,0)}(z)$, trazo continuo negro, $\phi^{(1,0)}(z)$, trazo discontinuo gris, $\phi^{(0,1)}(z)$, trazo discontinuo negro. Las funciones han sido normalizadas con respecto a su valor máximo.

El parecido del perfil que presenta el término $\eta^{(0,0)}(x,t)$ en la figura 6.4 con los perfiles observados en las secciones verticales de temperatura construidas a partir de los lanzamientos de XBTs (Figs. 3.2b, 3.4a, 3.11 y 3.12) por una parte y con los perfiles obtenidos en las simulaciones numéricas (Figs. 4.6, 4.7, 4.12, 4.15 y 4.17), dan bastante soporte a la idea de que la aproximación no-lineal de primer orden reproduce bastante bien los desplazamientos verticales observados y simulados numéricamente y que, por lo tanto, otras aproximaciones de orden superior no parecen ser necesarias.

En la tabla 6.II se presentan los valores de celeridad correspondientes a la solución lineal y a la solución cnoidal dada por la expresión 6.52. Estos valores se obtienen a partir de la resolución del problema 6.51 para una estratificación media característica de la región del umbral de Camarinal tomando un valor de amplitud máxima de desplazamientos verticales de las isopícnas de 50 m, la cual es representativa de las ondas. De la comparación entre los valores de celeridad correspondientes a ambas soluciones se puede concluir que para el rango de valores de longitud de onda que caracterizan a las ondas internas generadas en el umbral de Camarinal, no existe una variación significativa entre los valores de celeridad obtenidos por una y otra aproximación. Una cota para el valor de celeridad de la solución no-lineal puede obtenerse a partir de la expresión 6.55 que proporciona la celeridad para la solución de onda solitaria. Este valor es de 0.97 m s^{-1} para una amplitud de 100 m de la onda solitaria, valor que no supone excesiva desviación con respecto al obtenido para las otras soluciones, por lo menos en cuanto a cálculos de números de Froude se refiere.

$\lambda \text{ (m)}$	$C_0 \text{ (m s}^{-1}\text{)}$	$C_{cn} \text{ (m s}^{-1}\text{)}$ $\eta_{m\acute{a}x} - \eta_{m\acute{i}n} = 100 \text{ m}$
1000	0.760	0.811
1500	0.802	0.854
2000	0.823	0.854
3000	0.838	0.854
5000	0.850	0.854

Tabla 6.II. Celeridad del primer modo baroclino para diferentes longitudes de onda (λ) de la perturbación: C_0 para la solución lineal y C_{cn} para la solución cnoidal.

A partir de los resultados de este análisis comparativo de los valores de celeridad, se debe concluir que la aproximación lineal es válida para determinar la celeridad de las ondas internas y que estos valores sólo son ligeramente modificados si se calculan en el contexto de la solución no-lineal de primer orden. Por lo tanto, a efectos de cálculo del número de Froude interno, se justifica que la aproximación lineal es válida para determinar las condiciones hidráulicas bajo las cuales se producen los procesos ondulatorios internos en la zona cercana al umbral de Camarinal, objeto de estudio del presente capítulo. Este resultado justifica en parte las impresiones de Watson y Robinson (1991) en donde el uso de la solución lineal produjo buenos resultados en su modelo de propagación y refracción de ondas internas a lo largo del estrecho de Gibraltar.

6.5.2. Análisis de datos procedentes de simulaciones numéricas

El análisis de datos procedentes de simulaciones numéricas se va a dividir en varios apartados. En primer lugar, se realizará una descripción de los datos que se van a utilizar. Posteriormente, se presentarán los resultados de celeridad media a lo largo del eje principal del estrecho, considerándolo primero como un sistema continuamente estratificado y después como un sistema bi-capa. Para la aproximación bi-capa se discuten algunos de los criterios usados por diversos autores, con el fin de encontrar la definición de la interfaz que mejor ajuste la celeridad obtenida a partir de la aproximación bi-capa con la obtenida para una estratificación continua. Por último, se presentarán los números de Froude estimados, por un lado, a partir de una estratificación media a lo largo del estrecho y, por otro lado, para diferentes estratificaciones instantáneas en dos localizaciones cercanas al umbral de Camarinal: sobre su cumbre y al Este del mismo.

6.5.2.1. Descripción de los datos analizados

Los datos utilizados para este análisis han sido extraídos directamente de los perfiles de salinidad y temperatura producidos por el modelo numérico presentado en el capítulo 4. Éstos se han transformado en perfiles de densidad mediante la ecuación de estado dada por Doronin (1981), y han sido utilizadas para calcular el número de Froude para una

estratificación media a lo largo del estrecho y los números de Froude instantáneos en dos puntos del mismo.

Para el cálculo de los números de Froude a lo largo del estrecho, se han extraído los perfiles correspondientes a los 1800 nodos del eje longitudinal del modelo para cada instante de tiempo (10 minutos) durante el primer ciclo de marea y se han promediado temporalmente los perfiles en cada punto.

Para el cálculo de los números de Froude instantáneos se han extraído los perfiles correspondientes a las seis primeras horas del primer ciclo de marea, durante el flujo de marea saliente, para cada instante de tiempo (10 minutos) en dos puntos del eje longitudinal del modelo: sobre la cumbre de Camarinal y al Este del mismo.

Para realizar los cálculos de celeridad, se necesita que el perfil de densidad sea una función suave y monótonamente creciente con la profundidad, por lo tanto, la mejor solución para asegurar este tipo de función y evitar los posibles problemas que pudieran ocasionar los perfiles de densidad extraídos directamente de la salida de modelo numérico, es ajustar dichos perfiles a funciones sigmoidales, los cuales, como se ha visto, representan muy bien la distribución vertical de la densidad en el estrecho de Gibraltar. La información sobre los ajustes de los perfiles originales al perfil de tipo sigmoidal, están recogidos en la tabla 6.III, en la cual se puede observar la bondad de los ajustes.

	Nº de ajustes	% de $r^2 > 0.97$
Perfiles medios en cada punto	1800	98.77%
Perfiles instantáneos sobre Camarinal	38	100%
Perfiles instantáneos al Este de Camarinal	38	100%

Tabla 6.III. Coeficientes de ajustes a las funciones sigmoidales.

6.5.2.2. Estimaciones de celeridad para una estratificación media a lo largo del estrecho

La realización de estimaciones de celeridad, constituye el primer paso necesario para poder llegar a conocer el valor de los números de Froude y, por lo tanto, las condiciones de generación de las ondas internas en el estrecho de Gibraltar. Estas ondas, como se vio en

el capítulo anterior, están constituidas por más de un modo de oscilación vertical. Sin embargo, para caracterizar el mecanismo de generación de las ondas, parece suficiente determinar el número de Froude (y la celeridad) asociado al primer modo dinámico, realizando los cálculos (apartado 6.4.2) como se ha explicado en el contexto de la teoría lineal tal y como ha quedado demostrado en el apartado 6.5.1. Los cálculos de celeridad a partir de perfiles de estratificación continua permiten la determinación de la celeridad para cada modo de oscilación por separado. Para ello, se necesita realizar una descomposición en modos dinámicos de cada perfil de densidad ajustado (ver anexo II) y extraer el primer modo vertical correspondiente a cada punto del estrecho, con el fin de calcular, posteriormente, la celeridad con la que este modo vertical se propaga.

Los resultados obtenidos se muestran en la figura 6.6. Se observa que a lo largo del eje longitudinal del estrecho, la celeridad de las ondas internas tiene un valor de poco más de 0.8 m s^{-1} que se mantiene prácticamente constante al Este y Oeste del umbral y hacia los extremos y que sufre la mayor variación en la zona del umbral de Camarinal. En promedio, la estratificación viene representada por un descenso de la profundidad de la interfaz al Oeste del umbral y un ascenso de la interfaz sobre su cumbre. Como consecuencia de esto, los perfiles de densidad y los valores de celeridad se ven alterados respecto al resto del estrecho, de manera que la celeridad disminuye cuando la interfaz desciende y aumenta cuando ésta asciende, encontrándose el mínimo valor, 0.7 m s^{-1} , al Oeste del umbral y el máximo, 0.85 m s^{-1} , sobre el mismo.

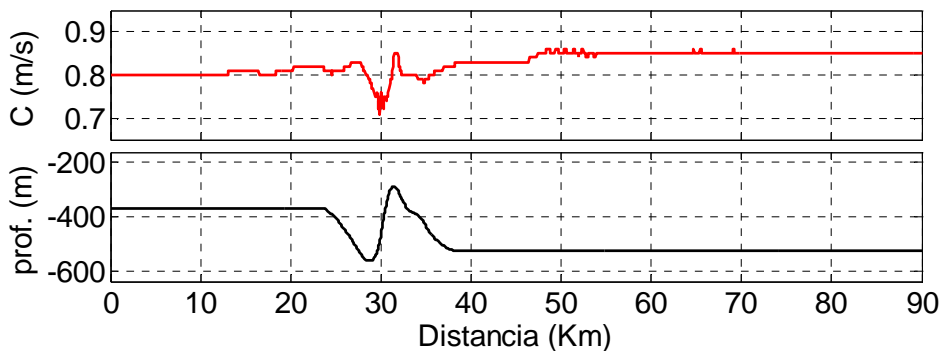


Figura 6.6. Celeridad del primer modo dinámico a lo largo del eje longitudinal del modelo (arriba) y batimetría usada en el modelo numérico (abajo).

6.5.2.3. Números de Froude para una estratificación media a lo largo del estrecho

Como ya ha sido comentado en apartados previos, el número de Froude que emplearemos en el análisis de las simulaciones numéricas, se calculará usando la ecuación 6.7, donde \bar{U} es la velocidad del flujo barotrópico utilizado en el forzamiento del modelo. Hay que tener en cuenta que los perfiles de velocidad extraídos directamente del modelo, contienen información no sólo de la velocidad debida al flujo barotrópico, sino también al baroclinio, puesto que están afectadas por la generación y propagación de las ondas internas.

Como se vio en el capítulo 4, el modelo se forzó en un punto conocido, a , con una velocidad de flujo barotrópico regida por:

$$u_a = A \sin(\omega t), \quad (6.56)$$

donde A es la amplitud de la componente u de velocidad, ω es la frecuencia de la componente de marea M_2 y t es el tiempo.

Como se conoce la batimetría y ancho del canal en cada punto, entonces, por continuidad se puede conocer el valor de u en todos los puntos a lo largo del eje longitudinal del modelo, aplicando la igualdad:

$$u_a h_a B_a = u_b h_b B_b. \quad (6.57)$$

De esta forma, podemos conocer el valor de la componente u de velocidad del flujo barotrópico en cada punto del modelo y para cada instante de tiempo. Una vez conocida la celeridad media en cada punto del estrecho y los valores de velocidad de flujo barotrópico, se puede proceder al cálculo de los números de Froude.

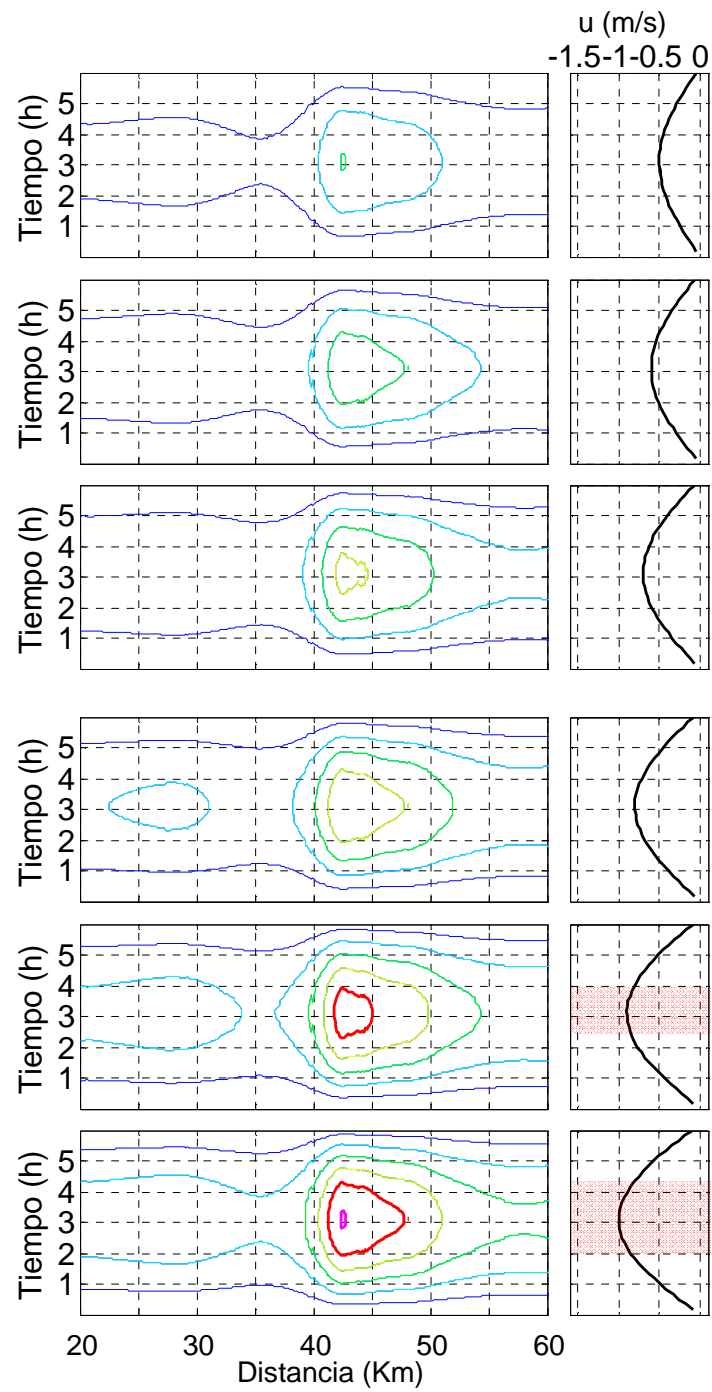
En este análisis, se ha estudiado el comportamiento de los números de Froude asumiendo una estratificación promedio, independiente del tiempo, durante las seis primeras horas del ciclo de marea semidiurno (durante el flujo de marea saliente), en la zona del umbral de Camarinal y con diferentes amplitudes de velocidad que varían entre 0.5 y 1.5 m s⁻¹ en el punto de mínima sección (cumbre del umbral de Camarinal).

Se observa (Fig. 6.7) que para una amplitud de corriente barotrópica de 0.5 m s^{-1} , los números de Froude quedan siempre por debajo de la unidad, reflejando que, independientemente de la posición y momento del ciclo de marea en que nos situemos, el flujo es subcrítico. Los máximos valores del número de Froude se alcanzan en el punto de mínima sección, el umbral de Camarinal, a las tres horas del ciclo de marea analizado (máxima saliente, HW-3). A medida que aumenta la amplitud del flujo saliente, los números de Froude van aumentando también, manteniéndose una situación subcrítica en todo el dominio hasta que la amplitud de la corriente de marea alcanza 0.9 m s^{-1} . En este momento, el flujo se hace crítico en la cumbre del umbral de Camarinal, poco antes del momento de la máxima saliente, y se mantiene el control hidráulico en esta zona durante aproximadamente una hora y media. Con valores de amplitud de la corriente saliente mayores, el número de Froude supera la unidad y, por lo tanto, el flujo se hace supercrítico en la zona del umbral. Conforme aumenta la amplitud de corriente, la zona hidráulicamente controlada se extiende desde el umbral de Camarinal hacia el Este. Además, a medida que aumenta la amplitud de la saliente, también aumenta el tiempo que permanece establecido el control hidráulico, anticipándose el momento en el que se produce éste y retrasándose el momento en el que desaparece.

6.5.2.4. Números de Froude instantáneos en posiciones concretas

Una vez conocido como varían con el ciclo de marea los números de Froude obtenidos para una estratificación promedio a lo largo de una sección longitudinal del estrecho, se va a ilustrar como varían estos números de Froude de manera instantánea en dos puntos concretos de esta sección. El primer punto de análisis se sitúa sobre la cumbre del umbral de Camarinal y el segundo a poco menos de un par de kilómetros del primero.

Para calcular estos valores, se procede de igual manera que se hizo para los cálculos promedios, determinando primero los ajustes sigmoidales y después los valores de celeridad durante las primeras seis horas (saliente) del ciclo de marea. Los resultados de los ajustes sigmoidales muestran que el 100% de los ajustes presentan una r^2 mayor a 0.97 (Tabla 6.III).



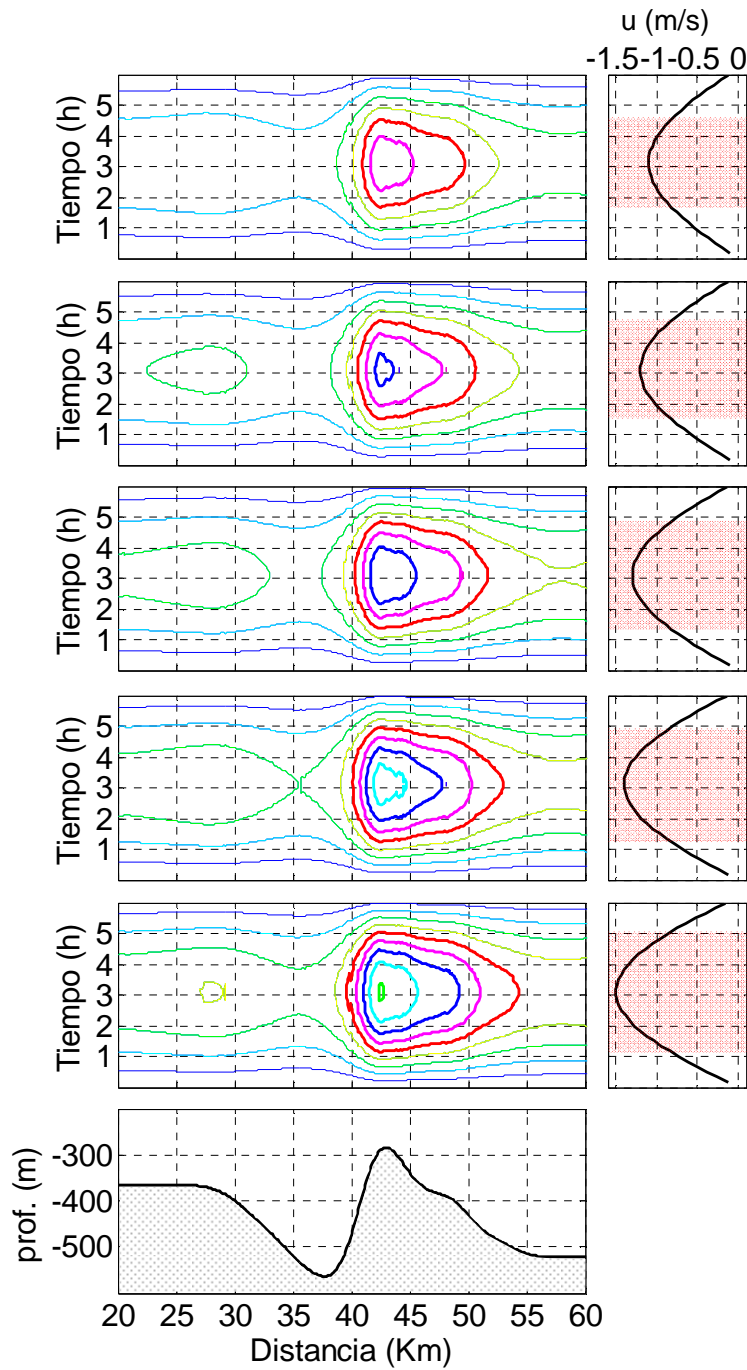


Figura 6.7. Números de Froude estimados a partir de una estratificación media en las inmediaciones del umbral de Camarinal durante las salientes con diferente intensidad del flujo barotrópico de marea (derecha). Las líneas de contorno reflejan números de Froude los cuales varían entre 0.2 (línea fina azul) y 1.8 (línea gruesa verde). Las líneas finas representan condiciones subcríticas, las gruesas condiciones críticas y supercríticas. La línea roja corresponde a $F_1=1$. Abajo se presenta la batimetría utilizada en el modelo numérico.

En ambos puntos se observa (Fig. 6.8) que a medida que aumenta la intensidad de corriente barotrópica, aumenta el número de Froude. Si centramos nuestra atención sólo en la oscilación de las isopícnas que está en fase a lo largo de la columna de agua (primer modo de oscilación) se observa que durante la primera hora del ciclo de marea ($t=1h$), cuando comienza a producirse el hundimiento de las isopícnas sobre el umbral, el flujo en ambos puntos es subcrítico y, por lo tanto, la onda generada podría propagarse corriente arriba. Pero el flujo saliente sigue aumentando y una hora más tarde, el flujo se hace crítico en el punto del Este y casi crítico en el umbral. La velocidad del flujo supera a la celeridad de la onda, e impide que se propague hacia el Mediterráneo. Como consecuencia, la onda sigue desarrollándose y aumenta la amplitud de los desplazamientos verticales y la pendiente de las isopícnas. Con la máxima intensidad de la corriente saliente, el flujo se convierte en supercrítico en el Este y crítico sobre el umbral. La onda continúa aumentando su amplitud e inclinación convirtiéndose el salto hidráulico en un frente de isopícnas casi vertical. Como respuesta a este fuerte peralte de la onda, han comenzado los procesos de desintegración en la misma zona de generación mientras las ondulaciones internas permanecen arrestadas por las condiciones supercríticas que imperan corriente arriba. La onda queda, por tanto, confinada entre la zona de generación y el punto de control supercrítico.

Cuando la corriente de saliente comienza a debilitarse, el número de Froude lo hace también, sin embargo el flujo en el punto situado al Este del umbral sigue siendo supercrítico y la onda sigue sin poder atravesar esta frontera mientras continúa creciendo y desintegrándose. En $t=5h$, el flujo al Este del umbral se debilita, hasta que se hace subcrítico y por fin las ondas pueden pasar por este punto. Finalmente, cuando el flujo se hace cero, el número de Froude es prácticamente nulo y las ondas pueden desplazarse libremente a través del flujo, recorriendo en una hora una distancia considerable.

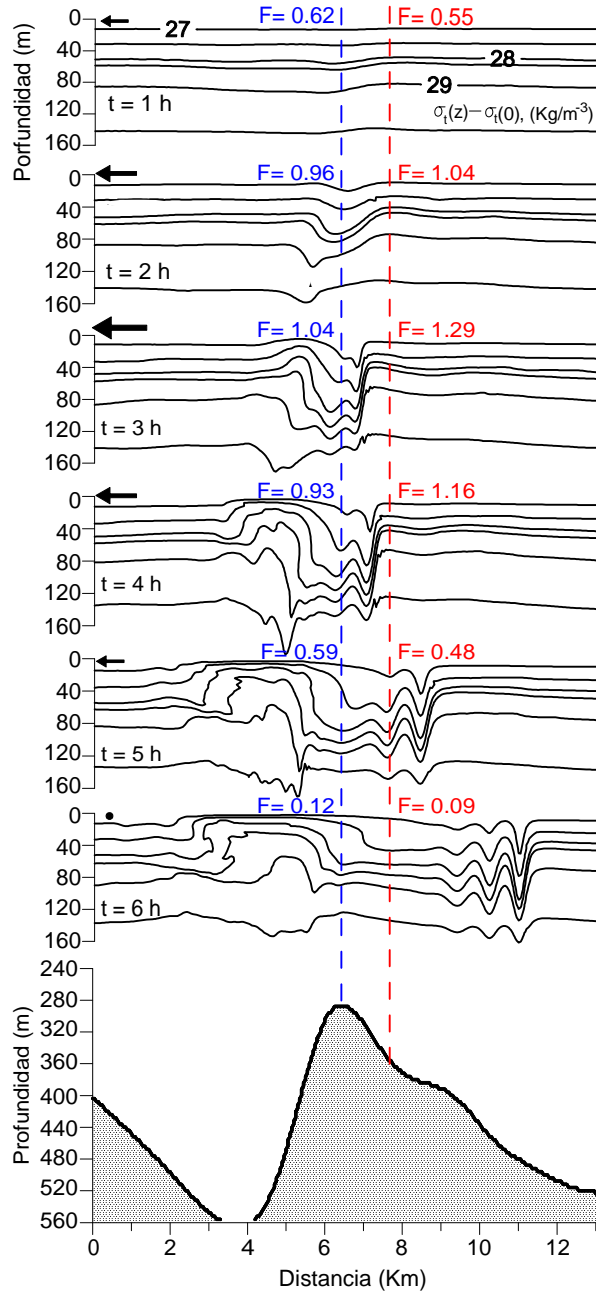


Figura 6.8. Secuencia temporal del campo de densidad en las inmediaciones del umbral de Camarinal y estimas instantáneas de los números de Froude en la cumbre del umbral y al Este del mismo.

6.5.2.5. Análisis de las condiciones de generación y liberación a partir de las simulaciones numéricas

A partir del análisis de los números de Froude internos simulados con el modelo numérico se puede constatar que las principales características presentadas por el fenómeno de las ondas internas formadas en el umbral de Camarinal, en particular las fases de generación y liberación, se describen razonablemente bien en base a la evolución de los valores de este número de Froude sobre el umbral de Camarinal.

Estos procesos parecen ser mejor descritos cuando se utilizan los números de Froude calculados en un punto situado más bien al Este del umbral de Camarinal (corriente arriba). Durante la fase de flujo barotrópico saliente, el número de Froude al Este del umbral se hace crítico y la marea interna formada por la interacción del flujo barotrópico con el umbral forma un salto hidráulico. Al impedirse su propagación sobre el umbral, este salto hidráulico evoluciona en una serie de trenes de ondas internas mientras permanece arrestado al Oeste del mismo, esto es, mientras el número de Froude interno sobre el umbral permanece siendo supercrítico. La liberación del salto hidráulico y el tren de ondas internas que le precede, ocurre precisamente una vez que la corriente saliente se ha debilitado lo suficiente para que el número de Froude se haga subcrítico.

Cuando aumenta el flujo barotrópico saliente, la interfaz debe ascender por encima de su valor medio y ello producirá un descenso en los valores locales de celeridad sobre el umbral, como ya se había presentado en el análisis de los números de Froude para una estratificación media presentado en el apartado 6.5.2.3. Teniendo en cuenta que los valores de celeridad están bastante acotados, parece claro que la variación del número de Froude se debe, básicamente, al aumento en la velocidad del flujo barotrópico, sin embargo, el ascenso de la interfaz durante la fase de corriente saliente, debe acentuar de alguna manera los estados hidráulicos supercríticos que se establecen sobre el umbral.

En los siguientes apartados se intentará aplicar esta misma caracterización del proceso de generación y liberación de las ondas internas, basada en los números de Froude interno, a las observaciones de ondas internas encontradas a partir de registros temporales de perfiles de velocidad de la corriente y valores de densidad en profundidades concretas.

6.5.3. Análisis de los datos de campo

Los datos analizados en este apartado son los registrados durante el experimento Strait 94-96. Se va a comenzar haciendo una breve descripción de los datos que se van a utilizar. Posteriormente se presentarán los resultados de los cálculos de los números de Froude instantáneos en una situación característica de mareas vivas y mareas muertas y por último se analizará el efecto que los flujos subinerciales puedan tener sobre las condiciones hidráulicas.

6.5.3.1. Descripción de los datos analizados

En el capítulo 2 se describieron los datos de campo tomados durante el experimento Strait 94-96. En base a estos datos se mostró, en el capítulo tres, el registro temporal de velocidad de la corriente y salinidad de una situación característica de mareas vivas (5 y 6 de noviembre de 1994) y una situación característica de mareas muertas (26 y 27 de octubre de 1994). En el presente análisis nos vamos a centrar en estos dos periodos para analizar la evolución de sus condiciones hidráulicas e interpretar analíticamente el proceso de generación y liberación de las ondas internas. Para ello se necesitan perfiles de velocidad y de densidad tomados en el mismo punto. Los perfiles de velocidad se extraen directamente de los registros de ADCP fondeado en el umbral de Camarinal, pero no se dispone de perfiles de densidad simultáneos, sólo se tienen valores de salinidad y temperatura (densidad) en dos profundidades dentro de la columna de agua, una más profunda (~155 m) y otra más somera (~30 m). A partir de estos datos se han reconstruido los perfiles de densidad necesarios empleando la ecuación 6.9, donde ρ_1 y ρ_2 se han calculado, mediante la ecuación de estado, a partir de los valores promediados en el tiempo de salinidad y temperatura registrados por los SEACATs somero y profundo. Para el establecimiento de los valores de profundidad de la interfaz, z_0 , y el espesor de la pycnoclina, proporcional a Δz , se han considerado varias posibilidades en función de los resultados de Tsimplis y Bryden (2000). En este trabajo se hace una comparación de perfiles de densidad y velocidad simultáneos en la misma posición, cercana al umbral de Camarinal, encontrando que tanto la profundidad de la interfaz como el espesor de la pycnoclina pueden variar en torno a 20 m por arriba o por debajo de la profundidad y el

espesor de la cizalla de velocidad. Es necesario, entonces, ajustar los perfiles originales de velocidad a funciones sigmoidales para extraer los parámetros z_0 y Δz considerando como válidos sólo aquellos perfiles cuyos ajustes superen un coeficiente r^2 de 0.95. A la hora de calcular los perfiles de densidad simultáneos a los de velocidad hemos considerado varias aproximaciones con el fin de estudiar la posible variación de las condiciones hidráulicas producidas por estas circunstancias:

- Aproximación 1: La profundidad de la interfaz y ancho de la picnoclina coinciden con el espesor y profundidad de la cizalla de velocidad.
- Aproximación 2: El espesor de la picnoclina coincide con el espesor de la cizalla de velocidad pero la profundidad de la picnoclina está 20 m por encima de la profundidad de la máxima cizalla de velocidad.
- Aproximación 3: El espesor de la picnoclina coincide con el espesor de la cizalla de velocidad pero la profundidad de la picnoclina está 20 m por debajo de la profundidad de la máxima cizalla de velocidad.
- Aproximación 4: La profundidad de la interfaz coincide con la profundidad del máximo de la cizalla de velocidad pero el espesor de la picnoclina es 20 m superior al espesor de la cizalla de velocidad.
- Aproximación 5: La profundidad de la interfaz coincide con la profundidad del máximo de la cizalla de velocidad pero el espesor de la picnoclina es 20 m inferior al espesor de la cizalla de velocidad.

6.5.3.2. Estimaciones de números de Froude y análisis de las condiciones hidráulicas a lo largo de los procesos de generación y liberación de las ondas internas

En el capítulo 3 se distinguían las variaciones temporales de velocidad y salinidad características de situaciones de mareas vivas y mareas muertas. En mareas muertas, no hay evidencia de la formación de ondas internas, al menos en cuanto a los registros de velocidad y salinidad se refiere.

Los números de Froude (ecuación 6.7) se han calculado a partir de los perfiles de densidad y la velocidad promediada en la vertical en cada momento, y se les ha asignado el signo de la velocidad promediada en la vertical, para indicar si se trata de saliente o entrante. Los cálculos se han realizado sólo durante el periodo sombreado en las figuras 3.15 y 3.16 pertenecientes al capítulo 3, es decir, durante la saliente, situación en la que se pueden generar las ondas y para todos los casos mencionados anteriormente. Según se observa en la figura 6.9 y 6.10 los diferentes valores de la profundidad de la interfaz y del espesor de la picnoclina no influyen significativamente en los cálculos del número de Froude. En mareas muertas (Fig. 6.9) se observa que a medida que transcurre la saliente en número de Froude va haciéndose cada vez más negativo hasta llegar a valores críticos, en torno a -1, entre las 14 y las 16 horas del 26 de octubre de 1994, momento en el que se establece la máxima saliente.

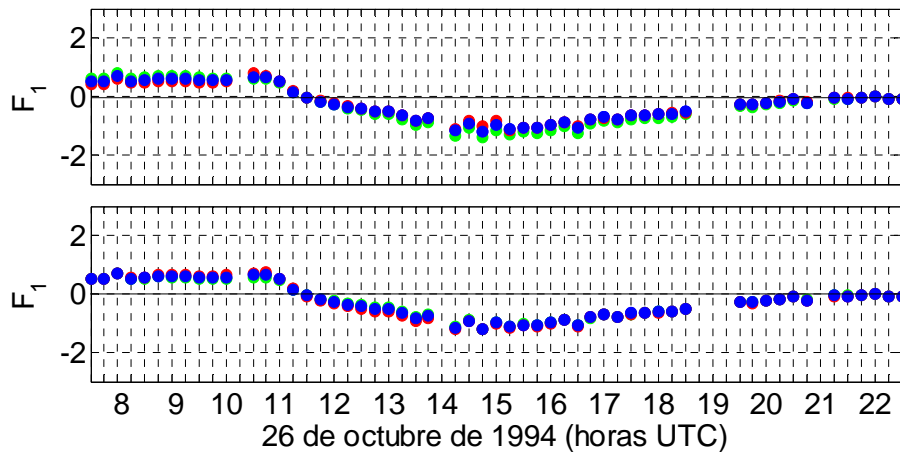


Figura 6.9. Números de Froude estimados a partir de datos observados en una situación de mareas muertas según las aproximaciones 1: azul, 2: rojo y 3: verde (arriba) y 1: azul, 4: verde y 5: rojo (abajo).

Como es de esperar, en mareas vivas (Fig. 6.10) se producen los máximos valores del número de Froude entre las 11 y 14 horas del 5 de noviembre de 1994, momento de máxima saliente. Estos valores son más intensos que los respectivos de marea muerta pudiéndose clasificar como flujo supercrítico durante el periodo en el cual se produce el salto de salinidad.

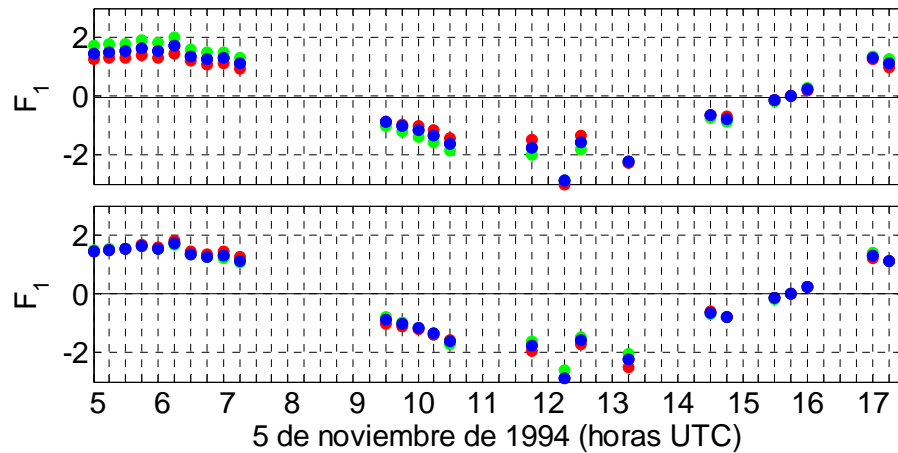


Figura 6.10. Números de Froude estimados a partir de datos observados en una situación de mareas vivas según las aproximaciones 1: azul, 2: rojo y 3: verde (arriba) y 1: azul, 4: verde y 5: rojo (abajo).

6.5.3.3. Análisis de las condiciones de generación y liberación a partir de registros de perfiles de velocidad sobre el umbral de Camarinal

Atendiendo a los resultados encontrados en la situación de mareas muertas, en todos los ensayos correspondientes a diferentes valores de profundidad y espesor de la interfaz (Fig. 6.9), el número de Froude resulta ser crítico ó supercrítico. Debiera esperarse entonces un proceso de generación de ondas internas como el descrito en el análisis de las simulaciones numéricas. Sin embargo, aunque estos procesos internos puedan generarse en mareas muertas, no es esperable que sean de gran amplitud, debido a que el periodo de tiempo durante el cual las condiciones hidráulicas se mantienen críticas o supercríticas, dura relativamente poco tiempo, alrededor de 1 hora, y no da tiempo a que las ondulaciones internas generadas crezcan excesivamente en amplitud mientras permanecen arrestadas al Oeste del umbral o sobre su cumbre. Por lo tanto, las ondas internas de sotavento que podrían generarse en condiciones de mareas muertas, deben ser de relativamente pequeña amplitud comparadas con las generadas durante las situaciones de mareas vivas.

Por otro lado, en mareas vivas, como ya ha sido detalladamente explicado en el capítulo 3, el proceso de generación y liberación de las ondas internas de sotavento de gran amplitud se describe bastante bien mediante los perfiles de velocidad y los datos de

densidad observados. Como ya se comentó entonces, durante la fase saliente se produce un ascenso de la interfaz al Este del umbral y sobre el mismo, el cual queda perfectamente reflejado en el incremento brusco de los valores de salinidad observados a 50 m de profundidad (Figs. 3.14, 3.16). El intervalo de tiempo durante el cual se mantiene este alto valor de salinidad se identifica entonces con el arresto de las ondulaciones internas al Oeste del umbral. Por último, el descenso brusco de la salinidad a 50 metros, seguido por fluctuaciones de corto período (entre 20 y 30 minutos), refleja la liberación del salto hidráulico y el tren de ondas internas que le siguen.

Los valores de los números de Froude calculados para el periodo de mareas vivas y mostrados en la figura 6.10, están perfectamente de acuerdo con este comportamiento mostrado por las observaciones y que también fue encontrado en las simulaciones numéricas presentadas en el apartado anterior.

6.5.3.4. Modificación de las condiciones hidráulicas por el efecto de los flujos de baja frecuencia

En este apartado, se tratará de dar una explicación a los fenómenos de interrupción y/o activación de la generación de ondas internas en el umbral de Camarinal, al parecer relacionados con los flujos barotrópicos de baja frecuencia forzados por la meteorología.

Desde el trabajo de Crepon (1965), se han relacionado las variaciones de baja frecuencia en la corriente con la respuesta isostática del nivel del mar a las variaciones de presión atmosférica en el Mediterráneo Occidental. Posteriormente, Candela *et al.* (1989) demuestran esta relación a partir de un modelo analítico que simula la respuesta de los flujos de baja frecuencia a las variaciones de presión atmosférica en el Mediterráneo Occidental. Los flujos barotrópicos de baja frecuencia simulados por este modelo analítico, presentaban un buen ajuste con los flujos observados. Por otra parte, estos mismos autores determinaron que los flujos mantenían una relación casi en antifase (180°) con las fluctuaciones de presión atmosférica en el rango de periodos comprendidos entre 3 y 80 días. De esta forma, para este rango de periodos, un (aumento)/(descenso) de la presión atmosférica en el Mediterráneo Occidental provoca (un aumento hacia el Atlántico) / (aumento hacia el Mediterráneo), de los flujos barotrópicos.

García-Lafuente *et al.* (2002) a partir del uso de un modelo numérico forzado por viento y presión atmosférica, han encontrado que los efectos remotos del viento pueden tomar especial relevancia en la explicación de las fluctuaciones de los flujos barotrópicos de baja frecuencia en situaciones concretas, pero que el comportamiento dominante de estas fluctuaciones viene dado por la respuesta isostática a las variaciones de presión atmosférica del nivel del mar en el Mediterráneo Occidental.

Como único antecedente de estudio de este fenómeno de interrupción y/o activación de la generación de ondas internas, se encuentra el trabajo de Pistek y La Violette (1999), en donde se analiza la interrupción de la generación de las ondas internas en el umbral de Camarinal a partir de registros hechos en fondeos de correntímetros autónomos y termistores a la salida del estrecho de Gibraltar. Estos autores mostraron que existía una clara relación entre la desaparición de los registros de las señales debidas a las ondas internas y la variación de la presión atmosférica. Haciendo referencia al trabajo de Candela *et al.* (1989) postularon que la generación de ondas internas debía interrumpirse en momentos coincidentes con un aumento de la presión atmosférica en el Mediterráneo Occidental con el correspondiente aumento de los flujos barotrópicos hacia el Atlántico. De esta forma, argumentaban que estos flujos salientes producían una advección de las perturbaciones internas hacia el Atlántico y, por lo tanto, se impedía su desarrollo y crecimiento en amplitud en la región de generación, el umbral de Camarinal. Este argumento de Pistek y La Violette no encontraba acuerdo con las observaciones, ya que sus observaciones mostraban lo contrario, es decir, la desaparición las ondas internas de sus registros, ocurría siguiendo a los momentos en los que se producía un descenso de la presión atmosférica en el Mediterráneo.

La explicación de esa falta de acuerdo, es que el incremento de la advección hacia el Atlántico de las perturbaciones internas no es suficiente para impedir el establecimiento de la generación de ondas internas ya que la velocidad de estos flujos incrementados no es suficiente, para desplazar hacia el Atlántico a estas perturbaciones internas a sotavento del umbral de Camarinal, por lo que estas permanecen allí creciendo, mientras sobre el umbral y, al Oeste de éste, imperan condiciones críticas o supercríticas, que impiden la propagación de las perturbaciones hacia el Mediterráneo. De esta forma, lo que puede impedir la generación ondas internas de gran amplitud es que se pierdan las condiciones

de criticidad sobre el umbral de Camarinal y con ello se impida el arresto y consecuente crecimiento de las perturbaciones internas. En este sentido, estas condiciones de criticidad pueden perderse por efecto de una disminución en la velocidad del flujo saliente ocasionada por un incremento del flujo barotrópico entrante de baja frecuencia, forzado por un descenso de la presión atmosférica en el Mediterráneo Occidental.

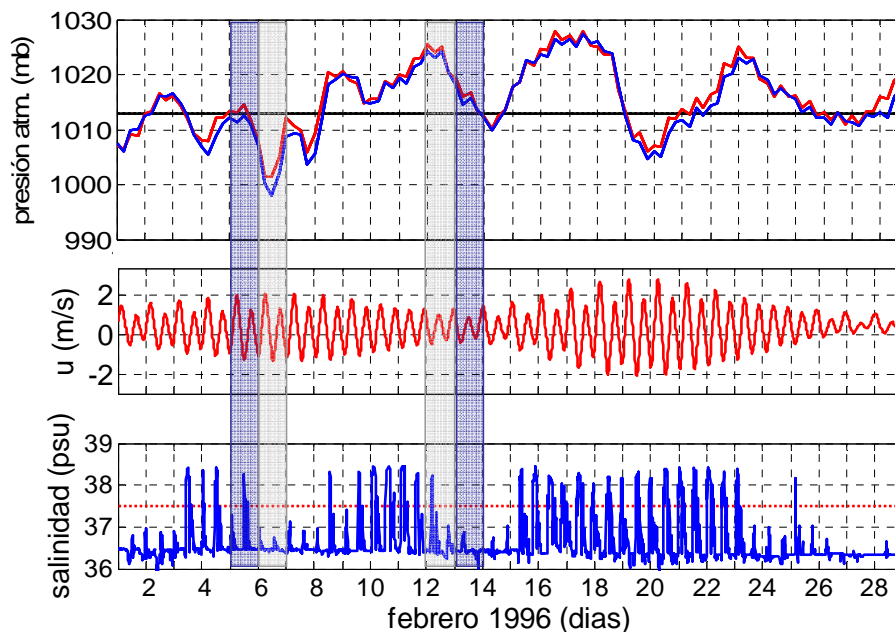


Figura 6.11. Activación e inhibición de ondas internas de gran amplitud y su relación con las variaciones de presión atmosférica en el Mediterráneo occidental analizado en el capítulo 3. Las áreas sombreadas indican los días en los que se han evaluado los números de Froude y que se muestran en la siguiente figura.

Con el aumento del flujo barotrópico hacia el Mediterráneo, se produce un descenso de la interfaz que debe producir un aumento de la celeridad local de las ondas internas sobre el umbral y, por otra parte, se produce una disminución del flujo barotrópico saliente. Como consecuencia, los números de Froude interno, que en ausencia de los flujos de baja frecuencia forzados por la meteorología serían críticos o supercríticos, pueden llegar a hacerse subcríticos, inhibiéndose por lo tanto el proceso de generación del salto hidráulico y otras ondulaciones internas asociadas. Esta situación se ilustra en la figura 6.12 en donde puede observarse que la disminución en los valores del número de Froude interno parece estar claramente relacionado con el debilitamiento del flujo saliente

asociado a un descenso de las presiones atmosféricas sobre su valor medio en el Mediterráneo Occidental.

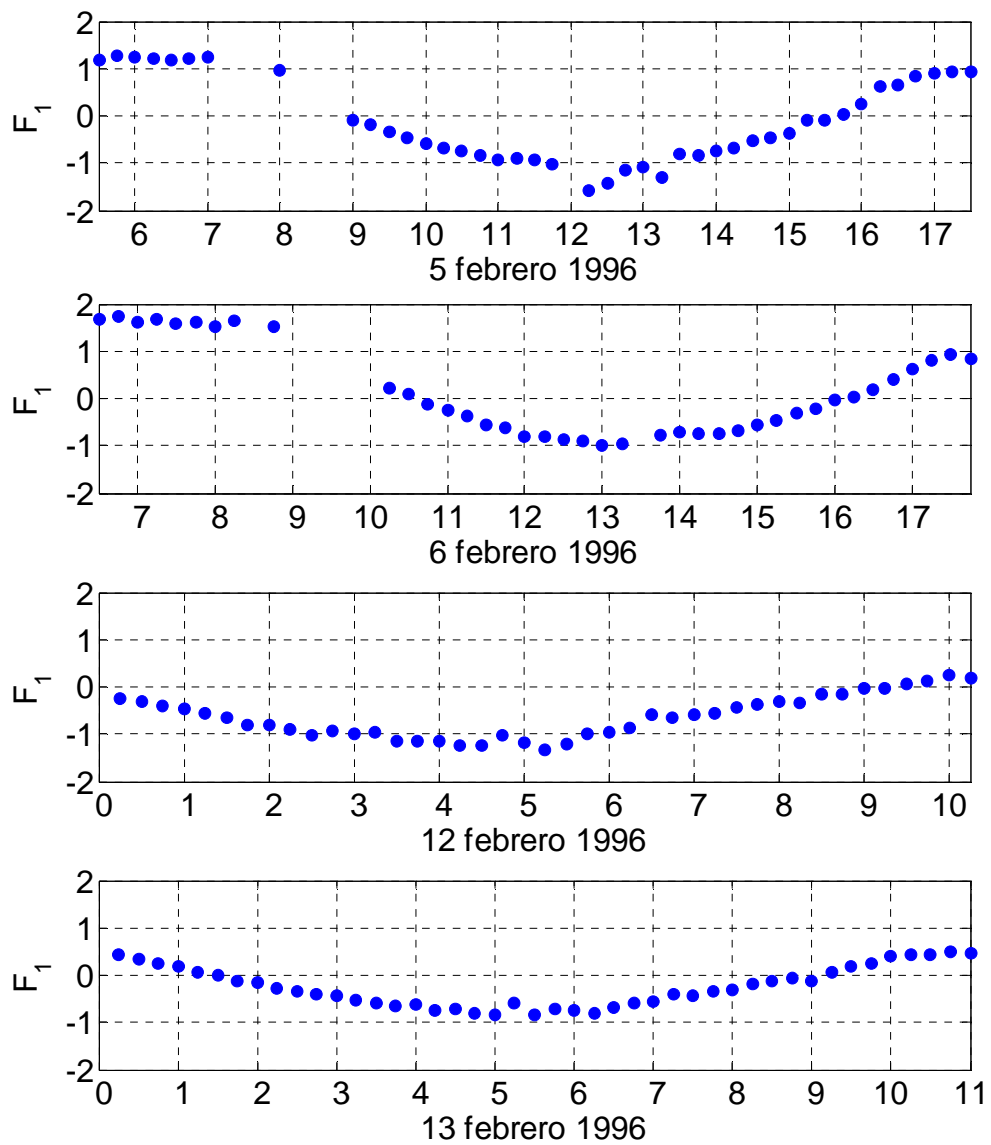


Figura 6.12. Números de Froude estimados durante las salientes de los días 5, 6, 12 y 13 de febrero de 1996.

Por otra parte, con el aumento del flujo barotrópico hacia el Atlántico, se produce un ascenso de la interfaz y un aumento del flujo barotrópico saliente, ambos factores traen como consecuencia que se alcancen números de Froude críticos sobre el umbral y por lo tanto, se darían condiciones favorables para la generación de las ondas internas. La presencia de un flujo barotrópico saliente de baja frecuencia forzado por la meteorología, puede producir valores del número de Froude críticos o supercríticos, conduciendo a la generación de ondas internas incluso cuando las condiciones hidráulicas pronosticadas en base al flujo barotrópico de marea no sean favorables a la generación. Esta situación se ilustra en la figura 6.12, en donde se muestra que un incremento en el flujo saliente producido por un aumento de presión atmosférica en el Mediterráneo Occidental parece ser el responsable para que se alcancen números de Froude críticos que hacen posible la generación de ondas internas en mareas muertas.

6.5.4. Estimaciones de celeridad para una estratificación media a lo largo del estrecho mediante la aproximación bi-capa

En este apartado se realizará un análisis comparativo entre las estimaciones de celeridad realizadas usando la estratificación continua y la aproximación bi-capa. Dado que el cálculo de celeridades para una estratificación continua requiere datos de densidad en toda la columna de agua, los cuales en muchas ocasiones no se poseen, y dado que además es bastante frecuente considerar que el estrecho de Gibraltar se comporta como un sistema bi-capa, es conveniente, por simplificación, realizar el cálculo de la celeridad en este caso, el cual viene dado por:

$$C = \sqrt{g \frac{\Delta\rho}{\rho_2} \frac{H_1 H_2}{H_1 + H_2}} = \sqrt{g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \frac{H_1 H_2}{H_1 + H_2}}, \quad (6.58)$$

donde H_1 es el espesor de la capa superior, medida de la superficie a la interfaz, H_2 es el espesor de la capa inferior, medido desde la interfaz al fondo y $\Delta\rho$ es la diferencia de densidad entre las capas inferior y superior ($\rho_2 - \rho_1$) y g es la gravedad.

El principal problema que nos encontramos es la gran controversia que existe en torno a la manera de determinar la profundidad de la interfaz (apartado 6.3). Por este

motivo, vamos a comenzar considerando 4 criterios empleados por diferentes autores (Tabla 6.I) para estimar la profundidad de la interfaz:

- 1- Profundidad de la isohalina de 37.5 psu: la mayoría de los autores han considerado la profundidad de la interfaz como aquella asociada a una cierta isohalina o isopicna. Como la interfaz que separa el agua atlántica de la mediterránea está delimitada principalmente por la salinidad, se ha tomado como el valor de una determinada isohalina, concretamente la de 37.5 psu, para eliminar la incertidumbre de la influencia de la temperatura que se pudiera tener si escogiéramos una isopicna concreta.
- 2- Profundidad del máximo de la frecuencia de flotación: Corresponde a la profundidad del máximo gradiente del perfil de densidad. Su valor determina aproximadamente la profundidad a la que se producen las mayores oscilaciones internas.
- 3- Profundidad del máximo gradiente de salinidad: Corresponde al equivalente de la profundidad de la máxima frecuencia de flotación si sólo se tiene en cuenta la salinidad del estrecho de Gibraltar y se desprecian los efectos derivados de la temperatura que en ocasiones puede producir termoclinas superficiales, las cuales pueden enmascarar a la interfaz atlántico-mediterránea.
- 4- Profundidad del máximo de primer modo de oscilación vertical: Como estamos trabajando con las celeridades del primer modo de oscilación, parece lógico pensar que la interfaz pueda corresponder a la profundidad del máximo del primer modo de oscilación de la velocidad vertical, donde los desplazamientos verticales del primer modo, debido a las oscilaciones de las ondas internas, son mayores.

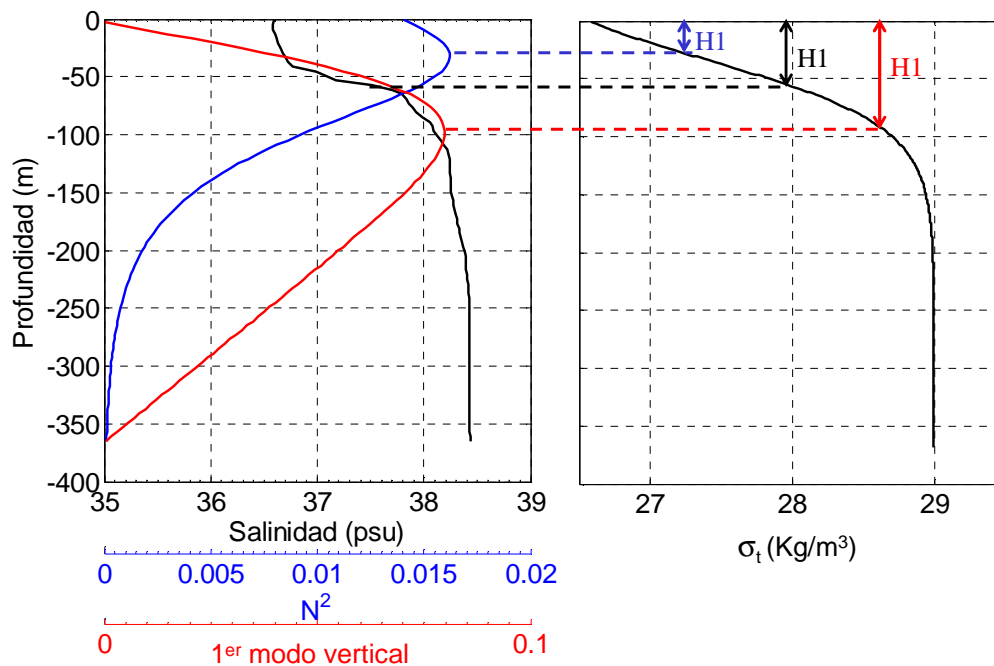


Figura 6.13. Perfiles de salinidad, frecuencia de flotación y primer modo de oscilación vertical (izquierda). Perfil de densidad correspondiente al mismo instante y posición, con las profundidades de la interfaz señaladas en función de los criterios definidos (derecha).

En la figura 6.13 se ilustran las diferentes maneras de estimar la profundidad de la interfaz en un punto del eje longitudinal del estrecho en un instante concreto. En este caso, la interfaz correspondiente a la isohalina de 37.5 psu y el máximo gradiente del perfil de salinidad, coinciden. Sin embargo, en general existen diferencias apreciables al considerar una definición de la interfaz u otra.

Si estimamos la profundidad de la interfaz, según los cuatro criterios presentados, a lo largo del eje principal del estrecho (Fig. 6.14), se encuentra que entre la profundidad de la interfaz calculada a partir del perfil de flotación y la calculada como máximo del primer modo de oscilación, hay una diferencia que varía entre 70 y más de 125 m. Esta circunstancia llama particularmente la atención, puesto que, en cuanto a lo que la teoría se refiere, cabría esperar que ambas profundidades fueran más parecidas. Además, tanto la interfaz definida por la frecuencia de flotación como la definida a partir del primer modo de oscilación vertical, difieren mucho de la profundidad de la interfaz obtenida a partir de los perfiles de salinidad, ya sea a través de la isohalina de 37.5 psu o del máximo

gradiente de salinidad. Ambos resultados están muy cercanos a lo largo del canal excepto en la zona más próxima al umbral de Camarinal y hasta Tarifa.

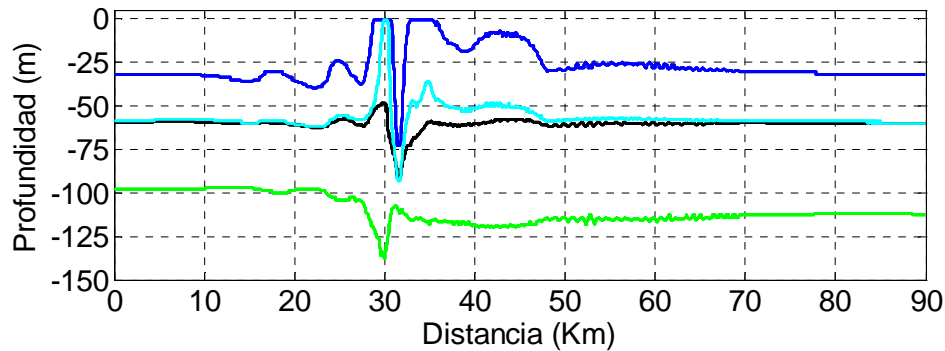


Figura 6.14. Profundidad de la interfaz a lo largo del eje principal del estrecho en función de diferentes criterios utilizados. Azul: máximo de la frecuencia de flotación, negro: isohalina de 37.5 psu, verde: máximo del 1^{er} modo de oscilación vertical, celeste: máximo gradiente de salinidad.

A partir del valor de profundidad de la interfaz encontrada en cada punto según cada uno de los criterios, se determinan los valores de H_1 y H_2 y, por otro lado, se asume que celeridad calculada a partir del perfil continuo de densidad, C_0 , es la que mejor aproxima la realidad, y que, por lo tanto, el valor de la celeridad estimada desde el punto de vista bi-capas, debe ser igual a la estimada a partir de perfiles de densidad continuos ($C=C_0$). Entonces, sustituyendo en la ecuación 6.58 los valores de H_1 , H_2 y C_0 y tomando un valor de ρ_2 de 1029 Kg m^{-3} se puede despejar el valor de $\Delta\rho$ en cada punto y para cada definición de la interfaz.

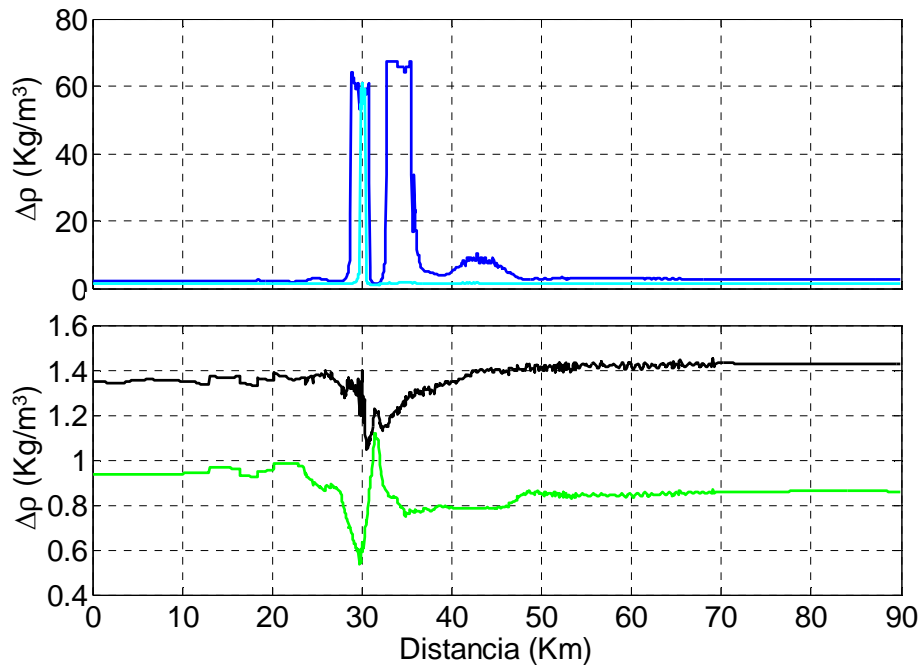


Figura 6.15. Estimaciones de $\Delta\rho$ en función de las diferentes definiciones de interfaz. Azul: máximo de la frecuencia de flotación y celeste: máximo del gradiente de salinidad (arriba). Negro: isohalina de 37.5 psu y verde: máximo del primer modo de oscilación vertical (abajo).

Por conveniencia, para poder ver con más claridad la variación de la diferencia de densidad, $\Delta\rho$, a lo largo del canal, se han separado los resultados en dos gráficas (Fig. 6.15). Se observa que las diferencias de densidad entre superficie y fondo encontradas para la interfaz definida como la profundidad del máximo de la frecuencia de flotación y del máximo gradiente de salinidad en la zona del umbral de Camarinal, en torno a 60 Kg m^{-3} , se alejan por completo de los valores propios del estrecho de Gibraltar, los cuales se sitúan en torno a $2\text{-}2.5 \text{ Kg m}^{-3}$ y, por lo tanto, parece que ninguno de estos dos criterios son oportunos para definir la profundidad de la interfaz. Por el contrario, la diferencia de densidad encontrada para la profundidad de la interfaz, hallada a partir del máximo del primer modo de oscilación vertical o de la isohalina de 37.5 psu, se ajusta mejor a los valores reales del estrecho de Gibraltar.

A la vista de la diferencia de densidad estimada como la necesaria para que la celeridad estimada a partir de perfiles y mediante la aproximación bi-capas sean equivalentes, parece que de los cuatro criterios establecidos para determinar la profundidad de la interfaz, sólo dos de ellos (criterios 1 y 4) pueden aplicarse al estrecho de Gibraltar. Ahora bien, estos valores de $\Delta\rho$ han sido despejados de la ecuación 6.58 una vez conocidas las variables C , H_1 y H_2 ; ¿cuál es el valor real de $\Delta\rho$ en estos casos?

Tenemos dos opciones razonablemente buenas. Se puede considerar que $\Delta\rho$ es la diferencia entre la densidad correspondiente al punto más profundo y al más superficial ($\rho_2 - \rho_1$), o bien que $\Delta\rho$ es la diferencia entre las densidades promediadas en la capa inferior y superior ($\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_1$).

En la figura 6.16 se ve que la diferencia de densidad tanto considerando el criterio 1 como el 4, calculada como $\rho_2 - \rho_1$, dista bastante de los valores de $\Delta\rho$ despejados de la ecuación 6.58, mientras que la diferencia de densidad calculada como $\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_1$, se aproximan bastante a los valores despejados en la ecuación. Puesto que mientras mayor sea la diferencia entre el $\Delta\rho$ calculado por la ecuación y el calculado directamente de los datos, mayor será la diferencia entre la celeridad calculada mediante el perfil de densidades y mediante la aproximación bi-capas. En este sentido, podríamos decir que el $\Delta\rho$ que mejor aproxima el valor de la celeridad en el caso bi-capas es el calculado a partir de los promedios en cada capa y la ecuación para el cálculo de la celeridad desde el punto de vista de un sistema bi-capas en el estrecho quedaría:

$$C_0 = \sqrt{g \frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}_2} \frac{H_1 H_2}{H_1 + H_2}} = \sqrt{g \frac{\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_1}{\bar{\rho}_2} \frac{H_1 H_2}{H_1 + H_2}}. \quad (6.59)$$

No obstante, continúan existiendo pequeñas discrepancias entre los valores despejados de la ecuación 6.59 y los calculados ($\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_1$) directamente de los perfiles, pero estas discrepancias, aunque son apreciables, permanecen prácticamente constantes a lo largo del canal. Como consecuencia, se puede deducir que si esta diferencia entre $\Delta\rho$

permanece constante a lo largo del estrecho, entonces la celeridad calculada mediante la aproximación bi-capa (C), también va a mantener una diferencia prácticamente constante a lo largo del canal respecto a la calculada para una estratificación continua (C_0) y, por lo tanto, constituirá una buena aproximación desde el punto de vista cualitativo, aunque no cuantitativo.

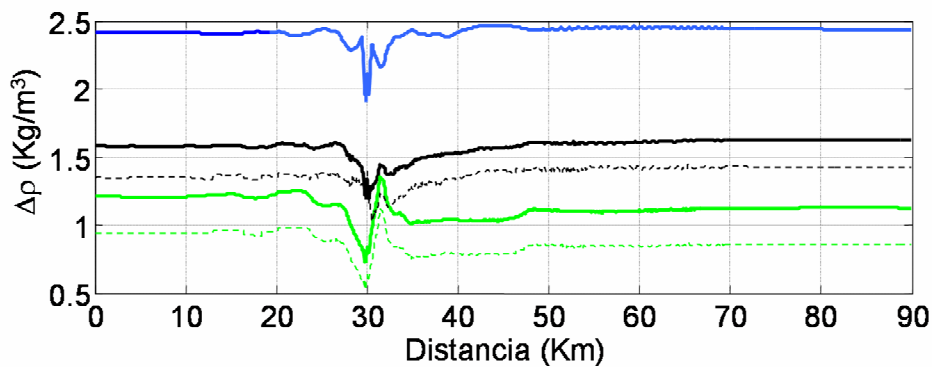


Figura 6.16. Valores de $\Delta\rho, \bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_1$, a lo largo del eje longitudinal del modelo. En azul, $\Delta\rho$ calculada a partir de los perfiles sigmoidales ajustados; en negro (línea continua), $\Delta\rho$ estimado considerando la profundidad de la interfaz como la isohalina de 37.5 psu; en verde (línea continua), $\Delta\rho$ estimado considerando la profundidad de la como el máximo del primer modo de oscilación. Las líneas punteadas reflejan el valor de $\Delta\rho$ obtenido al sustituir en la ecuación 6.59 los valores de C_0 y H_b , H_2 y $\bar{\rho}_2$ en base a los criterios 1(negro) y 4 (verde).

Efectivamente, esto es así. Como se observa (Fig. 6.17) la celeridad calculada considerando la profundidad de la isohalina de 37.5 psu, se aproxima más en general a la celeridad C_0 . De hecho, las celeridades mínimas coinciden en la zona del umbral de Camarinal y podría decirse que, para esta zona, la profundidad de la interfaz que mejor aproxima el caso bi-capa del estrecho corresponde a la isohalina de 37.5 psu aunque en el resto del canal sigue existiendo una diferencia entre estas celeridades de poco más de 0.05 m s^{-1} .

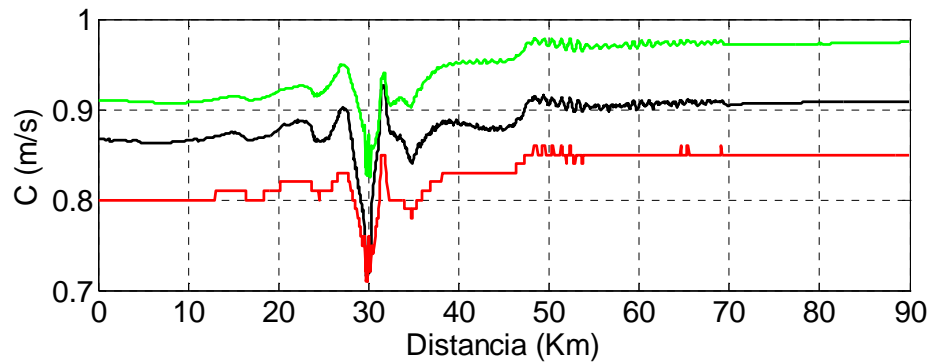


Figura 6.17. Celeridad estimada a partir de ρ_1 y ρ_2 promediadas en las capas superior e inferior respectivamente, considerando que la profundidad de la interfaz corresponde a la isohalina de 37.5 psu (negro) y a la profundidad del primer modo de oscilación vertical (verde). En rojo, se representa la celeridad calculada a partir de perfiles continuos.

Esta diferencia es pequeña, pero el hecho de tratarse de una interfaz definida por la isohalina de 37.5 psu nos induce a pensar que puede existir otra isohalina que ajuste mejor los valores de celeridad. La figura 6.18 muestra, que mientras en el umbral la isohalina que mejor define la interfaz, en términos de celeridad, es la correspondiente a 37.5 psu, en el resto del canal esta interfaz correspondería a la isohalina de 37.0 psu.

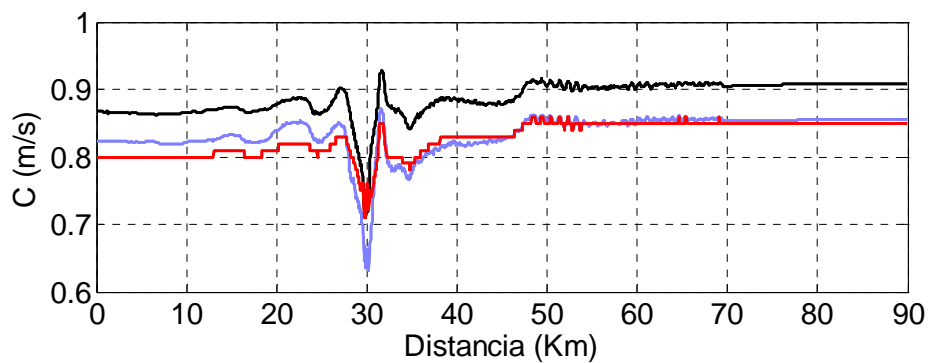
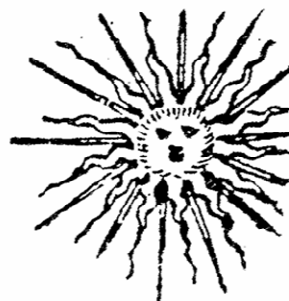


Figura 6.18. Celeridad estimada a partir de ρ_1 y ρ_2 promediadas en las capas superior e inferior respectivamente, considerando que la profundidad de la interfaz corresponde a la isohalina de 37.0 psu (azul) y 37.5 psu (verde). En rojo, se representa la celeridad calculada a partir de perfiles continuos.

A raíz de los resultados obtenidos, se puede concluir que, de los casos probados, la interfaz que mejor define el sistema bi-capa en el estrecho de Gibraltar es la definida como la isohalina de 37.0 psu en general, aunque con ésta se subestiman ligeramente los valores de celeridad en la zona del umbral de Camarinal, los cuales están mejor definidos mediante la isohalina de 37.5 psu. No obstante, las diferencias son mínimas y cualitativamente no afectan a los valores de los números de Froude que se derivarán de los mismos, por lo que a efectos de comprender la dinámica de los mecanismos de generación y conocer la velocidad de las ondas internas, no afectaría significativamente a los resultados. Sin embargo, cualquiera de las demás aproximaciones estudiadas y, que se han ido despreciando a lo largo de la presentación de resultados, deberían ser considerados en mayor profundidad.

Capítulo 7



Procesos de mezcla inducidos por ondas internas en el estrecho de Gibraltar: Modelo de mezcla-advección

A lo largo de la presente Tesis Doctoral se ha intentado aportar nuevos conocimientos acerca de las ondas internas generadas en el umbral de Camarinal y que se propagan hacia el mar de Alborán tratándolas desde un punto de vista descriptivo, a partir de datos experimentales y modelos numéricos, y un punto de vista dinámico, analizando su mecanismo de generación y su proceso de desintegración. No obstante, a pesar de haber abordado el tema de las ondas internas desde varios frentes, no ha dejado de ser un análisis físico del problema. Sin embargo, un proceso tan energético como el que nos ocupa, no debe (al menos desde una visión interdisciplinar de las Ciencias del Mar) estudiarse de forma aislada sin recapacitar sobre los posibles efectos que pueda tener sobre el ecosistema marino. El estrecho de Gibraltar, no es simplemente un accidente geográfico que conecta la cuenca Atlántica y la Mediterránea en el que confluyen infinidad de procesos físicos, sino que forma parte del ecosistema marino y, como tal, en él conviven organismos de muy diversas especies que se ven afectadas por los procesos físicos y biogeoquímicos que los rodean.

El proyecto GIMIX se diseñó teniendo muy presente la importancia de la conexión entre procesos físicos y biológicos y se ha desarrollado bajo la continua colaboración conjunta entre el Área de Conocimiento de Ecología y el Departamento de Física

Aplicada de la Universidad de Cádiz. Por ello, en el marco del citado proyecto, se han llevado a cabo dos líneas de investigación, una en la que se analizan los procesos físicos asociados a las ondas internas, y otra enfocada a los procesos biológicos que las acompañan, sin olvidar el acoplamiento existente entre ambas. Fruto de la estrecha colaboración, surgió el interés por analizar las relaciones entre los procesos físicos y biológicos asociados a las ondas internas bajo el punto de vista de un modelo numérico de acoplamiento entre la hidrodinámica y los procesos biogeoquímicos de la zona.

Este estudio ha sido dividido en dos capítulos de las respectivas Tesis Doctorales derivadas de tales líneas de investigación. En la primera (Macías, 2006) se realiza un planteamiento detallado del modelo de acoplamiento, profundizando especialmente en su carácter biológico. En la segunda, presente capítulo de este trabajo, se ha resaltado el desarrollo físico del mismo.

El capítulo se va a estructurar de la siguiente manera. En primer lugar se realizará una pequeña introducción a los procesos de mezcla explicando por qué y cuándo tienen lugar. En segundo lugar, se resaltarán la importancia que tienen las mezclas en el acoplamiento entre procesos hidrodinámicos y biogeoquímicos y su conexión con las ondas internas del estrecho. En el tercer apartado se va a detallar el modelo bi-capa de acoplamiento, complementando la información presentada por Macías (2006) y posteriormente se profundizará en los aspectos físicos del equivalente modelo tri-capa. Para terminar, se presentarán y discutirán los principales resultados derivados del modelo en cuanto al papel que tienen los fenómenos ondulatorios internos en los procesos de mezcla interfacial.

7.1. GENERACIÓN DE LOS PROCESOS DE MEZCLA

Los procesos de mezcla vertical a través de una interfaz de separación entre dos masas de agua con diferentes valores de salinidad y temperatura siempre están presentes, en mayor o menor medida, en el océano. Frecuentemente, dichos procesos surgen como consecuencia de un fenómeno de inestabilidad en la columna de agua. Tal inestabilidad puede tener un origen estático o dinámico. En el primer caso, la mezcla se produce por difusión molecular, promovida por la diferencia de salinidad y temperatura a ambos lados

de cierta interfaz de separación en un medio sin movimiento, dando lugar a lo que se conoce por inestabilidad de doble difusión.

En el segundo caso, la inestabilidad se origina como consecuencia de movimientos turbulentos en un fluido en el que se consideran dos capas de agua de diferentes densidades y velocidades. Esta inestabilidad recibe el nombre de inestabilidad de Kelvin-Helmholtz y tiene lugar como respuesta al crecimiento de perturbaciones en las superficies isopícnas por determinadas longitudes de onda de las ondulaciones internas bajo las condiciones dadas por el estado base del flujo, caracterizado por los perfiles de densidad y velocidad (Kundu, 1990). Para un flujo bi-capa el criterio a partir del cual se garantiza tal inestabilidad es:

$$g(\rho_2^2 - \rho_1^2) < k\rho_1\rho_2(u_1(t) - u_2(t))^2, \quad (7.1)$$

donde g es la constante de la gravedad, ρ_i y u_i son la densidad y velocidad de la capa i ($i=1, 2$ representa la capa superior e inferior respectivamente) y k es en número de onda.

Por lo tanto, la creación de una inestabilidad de Kelvin-Helmholtz no va a depender únicamente de la estratificación y cizalla del medio, sino también de la longitud de onda a partir de la cual se desencadena la inestabilidad, de manera que perturbaciones de longitud de onda menor son más propensas a la inestabilidad.

Aunque Kelvin y Helmholtz estudiaron la inestabilidad a través de una discontinuidad, la inestabilidad en fluidos continuamente estratificados, también suele conocerse por este nombre. En estos casos, la ecuación que gobierna el desarrollo de las perturbaciones es la ecuación de Taylor Goldstein y el criterio para determinar la ocurrencia de los procesos de mezcla asociados a dicha inestabilidad viene establecido por el número de Richardson:

$$Ri = \frac{N^2}{(\partial u / \partial z)^2}, \quad (7.2)$$

donde N es la frecuencia de flotación, u la componente longitudinal de velocidad y z la profundidad.

Una guía útil para la predicción de procesos de inestabilidad en un fluido estratificado es $Ri < 1/4$ (Miles, 1961), no obstante, el cumplimiento de este criterio no significa que el flujo sea necesariamente inestable, más bien se trata de una condición necesaria pero no suficiente para la inestabilidad.

La inestabilidad de Kelvin-Helmholtz es frecuente en la naturaleza, tanto en la atmósfera como en el océano, siendo la mayor fuente de generación los fenómenos de ondas internas (Kundu, 1990). Tal es así que muchos autores han centrado sus estudios en el análisis de los efectos de mezcla asociados a ondas internas en diversas partes del mundo como en el océano Pacífico Norte (Eriksen, 1998 y Nagasawa *et al.*, 2000), lago Geneva (Thorpe y Jiang, 1998), estuario del río Hudson (Chant y Wilson, 2000), en la costa Oeste de Nueva Zelanda (Sharples *et al.*, 2001), en la costa Oeste de Escocia (Rippeth y Inall, 2002) o en el estrecho de Gibraltar (Wesson y Gregg, 1994) entre otros.

7.2. IMPORTANCIA DE LOS PROCESOS DE MEZCLA EN EL ESTRECHO DE GIBRALTAR

Atendiendo a las condiciones bajo las cuales se producen procesos de mezcla interfacial asociados a la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz, el estrecho de Gibraltar parece constituir el escenario perfecto para la ocurrencia de estos fenómenos no sólo por la fuerte estratificación y cizalla vertical que caracteriza sus flujos, sino también por la frecuencia con la que se producen ondas internas. Sin embargo, los estudios dedicados a las mezclas inducidas por las ondas internas del estrecho son escasos y no son muchos los autores que dan una estima de la inestabilidad de la columna de agua (Ziegenbein, 1970; AF&FA-88; Send y Baschek, 2001). El trabajo más detallado fue el realizado por Wesson y Gregg (1994) quienes realizaron numerosas mediciones de disipación de energía cinética turbulenta y de intensidad de mezcla a lo largo del estrecho a partir de micro-perfiladores de turbulencia (Advanced Microstructure Profilers, AMP, en la literatura anglosajona). En su trabajo, encontraron que los valores más altos de disipación se encontraban asociados a la generación de los procesos ondulatorios internos que ocurrían en el umbral de Camarinal.

La inestabilidad de la columna de agua, conlleva la mezcla entre las masas de agua a través de la interfaz produciéndose una entrada de agua superficial en la capa profunda y de agua profunda rica en nutrientes en la capa superficial, permitiendo una inyección de nutrientes inorgánicos disponibles en la capa fótica y afectando, por lo tanto, directamente a las comunidades planctónicas.

Además, los procesos de mezclas verticales debido a las ondas internas son capaces de redistribuir las células de fitoplancton (Lamb, 1997), causando, por ejemplo, un ascenso de las mismas a la superficie (Witman *et al.*, 1993; Leitcher *et al.*, 1998) o un empaquetamiento en manchas de alta concentración de clorofila (Granata *et al.*, 1995; Lennert-Cody y Franks, 1999; Helfrich y Pineda, 2003).

Los primeros trabajos orientados a estudiar la relación de los procesos físicos y biológicos en el umbral de Camarinal fueron los realizados por Gómez *et al.* (2000a), Echevarría *et al.* (2002) y Bruno *et al.* (2002). La principal fuente de información la constituyen los trabajos realizados en el marco del proyecto europeo CANIGO (Parrilla *et al.*, 2002) puesto en marcha en septiembre de 1996. En el contexto del citado proyecto, se llevó a cabo un análisis de la distribución de algunas variables biogeoquímicas y su relación con la hidrodinámica del estrecho de Gibraltar. En él se planteó la respuesta de la estructura de la comunidad planctónica al forzamiento físico haciendo énfasis en dos fenómenos del estrecho que se consideran claves en el acoplamiento con la biología: la posición y oscilación de la interfaz y los procesos de mezcla en el umbral de Camarinal. Fruto de estos esfuerzos se sabe que en la sección Este del estrecho se alcanzan altos niveles de clorofila en la capa superficial (Gómez *et al.*, 2000a; Echevarría *et al.*, 2002) sugiriéndose que los procesos que ocurren en el umbral de Camarinal son los responsables de este enriquecimiento (Gómez *et al.*, 2001). Además, se ha encontrado una mayor concentración de clorofila en la sección Norte del canal que en la Sur, comportamiento diferencial que se ha relacionado con una menor velocidad de advección de las masas de agua en el Norte en conjunto con el asomeramiento de la interfaz (Gómez *et al.*, 2000b; Reul *et al.*, 2002).

El factor fundamental que favorece la mezcla interfacial en el estrecho, es el intercambio a modo de circulación estuárica inversa que se establece a una escala de tiempo cuasi-estacionaria entre las cuencas Atlántica y Mediterránea lo cual introduce

una considerable cizalla vertical entre los flujos de agua atlántica y mediterránea. Debido a esta fuerte cizalla a través de la interfaz que separa dichos flujos, los procesos turbulentos activados por esta cizalla son capaces de producir mezclas través de la interfaz.

Por otra parte, las condiciones hidráulicas impuestas por la geometría del estrecho determinan tres zonas en la que los flujos suelen adquirir un régimen crítico o supercrítico: el umbral de cabo Espartel, el umbral de Camarinal, la zona de menor sección transversal y el estrechamiento de Tarifa, la zona de menor anchura. Debido a que estas condiciones críticas aumentan la cizalla entre los flujos bi-capa, en estas zonas hay que esperar una especial intensidad de los procesos de mezcla (AF&FA-88; Wesson y Gregg, 1994).

La magnitud de la cizalla vertical entre los flujos bi-capa en el estrecho está modulada tanto por los flujos de marea como por forzamientos meteorológicos de frecuencias más bajas que las de marea (García-Lafuente *et al.*, 2000) por lo tanto, cabe esperar una cierta variabilidad temporal de la intensidad de los procesos de mezcla con periodos que van desde los típicos de marea hasta algunos meses. A este rango de variabilidad temporal hay que añadir, como se ha dicho, una variabilidad de escala temporal mucho más corta y más intensa cuyo último origen es la generación de perturbaciones ondulatorias internas, localizadas básicamente en el umbral de Camarinal.

Estos procesos ondulatorios acentúan los procesos de mezcla a través de la interfaz mediante dos mecanismos diferentes: el aumento de la cizalla vertical entre los flujos en las crestas o en los senos de las perturbaciones internas (según estas se propaguen hacia el Mediterráneo o hacia el Atlántico respectivamente) y la rotura de la interfaz (es decir, su eventual afloramiento a superficie) a causa de inestabilidades producidas por efectos no lineales que afectan a las perturbaciones internas durante su generación y propagación. Autores como La Violette y Lacombe (1988), Minas *et al.* (1991) y Echevarría *et al.* (2002), basándose el primero en el análisis de imágenes de satélite y los últimos en medidas de campo, identificaron al umbral de Camarinal como una zona en la que los afloramientos frecuentes de masas de agua profunda son esperables.

7.3. MODELO BI-CAPA DE ACOPLAMIENTO FÍSICA-BIOLOGÍA EN EL ESTRECHO DE GIBRALTAR

Como se ha visto, los procesos de mezcla, así como los procesos dinámicos en general, tienen una gran influencia en los procesos biogeoquímicos de la zona, de manera que para comprender su dinámica biológica es necesario un conocimiento previo de la hidrodinámica de la misma. En consecuencia, como bien apuntaron Minas *et al.* (1991), el estudio de la dinámica de los flujos y las mezclas en el estrecho es fundamental para estudiar la tendencia de los estados tróficos en toda la cuenca mediterránea.

Surge entonces el interés y la necesidad de estudiar los procesos de acoplamiento física-biología en conjunto y no por separado, como resultaba ser la práctica más habitual no hace muchos años atrás.

Hasta hace poco, los estudios de mezcla en el estrecho de Gibraltar se han basado en datos experimentales (Minas *et al.*, 1991; Wesson y Gregg, 1994) y no existía ningún modelo numérico de acoplamiento física-biología en la bibliografía. Tan sólo se podía encontrar una propuesta de modelo conceptual de la dinámica de las poblaciones de plancton en relación con los procesos de mezcla y advección en el estrecho (Gómez *et al.*, 2000a, Echevarría *et al.*, 2002). Recientemente, Macías (2006) en su Tesis Doctoral planteó el primer modelo numérico de acoplamiento entre procesos físicos y biológicos motivado por desarrollar una herramienta sencilla de modelado capaz de simular los principales procesos de mezcla y advección que ocurren en el canal principal del estrecho. Este modelo combina tres elementos claves: por un lado, un modelo de simulación hidrodinámica en el área del estrecho de Gibraltar, por otra parte, un modelo biogeoquímico y por último un modelo de mezcla y advección como nexo de unión entre la hidrodinámica y los procesos biológicos.

El modelo hidrodinámico que será usado, es el desarrollado por Izquierdo *et al.* (2001). Aunque este modelo bi-capa es inmisible, y por lo tanto no permite simular procesos de difusión y mezcla entre las capas, su elección como herramienta para investigar los fenómenos de advección y mezcla interfacial asociados al forzamiento de marea se justifica por los buenos ajustes que presentan sus simulaciones a las observaciones de velocidad de la corriente en diversas zonas del estrecho (ver Izquierdo

et al., 2001 y Brandt *et al.*, 2004). Estos buenos ajustes acreditan en cierta manera al modelo para reproducir con cierto realismo, los procesos de advección en las dos capas, así como la dinámica de la interfaz Atlántico-Mediterránea.

Para darle al modelo la capacidad de reproducir procesos de mezcla interfacial se proponen dos implementaciones. La primera, consiste en acoplar un modelo de mezcla interfacial asociada a la aparición de inestabilidades del tipo Kelvin-Helmholtz en la interfaz y la segunda consiste en añadir una tercera capa intermedia. Se ensayará entonces, con dos tipos de modelo de mezcla y advección: el bi-capa y el tri-capa. Este último, será el que finalmente emplearemos para investigar los procesos de mezcla y advección asociados al forzamiento de marea. En los próximos apartados explicaremos en detalle las dos implementaciones que se realizan al modelo bi-capa original y como se construye el modelo de mezcla y advección que será utilizado en el análisis posterior.

7.3.1. Modelo hidrodinámico

El modelo hidrodinámico utilizado, UCA2.5D, fue desarrollado por Izquierdo *et al.* (2001). Se trata de un modelo 2D, no lineal, bi-capa, con las densidades del agua de mar uniforme y definidas en cada capa, con superficie libre e hidrostático. Su implementación en el dominio espacial de interés se realiza usando coordenadas curvilíneas ajustadas al contorno. El dominio está formado por una malla curvilínea de Arakawa C escalonada con una resolución nominal de 1 Km que descende a 0.125 Km en el estrecho de Gibraltar y consta de un total de 198 x 40 celdas de malla. Para el forzamiento de marea, se han usado las amplitudes y fases de elevación de la superficie libre correspondientes a las componentes principales de marea, M_2 , S_2 , K_1 y O_1 en los nodos de malla de los contornos abiertos. Estos valores fueron derivados por interpolación de los valores más relevantes de las soluciones globales de marea (FES95.2) de 0.5° (Le Provost *et al.*, 1998). La profundidad media inicial de la interfaz fue tomada de la solución 2D estacionaria del problema de intercambio de flujo bi-capa en el sistema golfo de Cádiz - estrecho de Gibraltar - mar de Alborán dado en Sein *et al.* (1998) y la batimetría fue obtenida de la base de datos facilitados por SECEGSA (Sociedad Española para la Comunicación fija a través del Estrecho de Gibraltar, S.A.). En los contornos abiertos, el

modelo está forzado con condiciones de tipo radiativo garantizando que las perturbaciones de corta longitud de onda generadas en los campos de las variables se propaguen hacia fuera de la región de interés. En los contornos costeros se aplica la condición de flujo normal a la costa nulo. El paso temporal, restringido por la condición de Courant-Friedrichs-Lewy, fue dado en 5 segundos. La descripción completa más reciente puede encontrarse en Izquierdo *et al.* (2001).

Con el fin de diagnosticar la mezcla y sus efectos en un modelo biológico, el mismo se ejecutó durante 30 ciclos de marea semidiurna hasta alcanzar una solución periódica estable. Después de establecer esta solución, el modelo simuló un periodo de 13 meses. Inicialmente, se seleccionaron tres secciones de la malla lo largo del estrecho en diferentes latitudes, pero los resultados (Macías, 2006) mostraron que los patrones de variación se mantenían en las tres secciones y que, por lo tanto, la sección central podía ser representativa de los procesos en todo el estrecho. Como consecuencia, en este capítulo nos hemos centrado en la sección central (Fig. 7.1) formada por 69 puntos. En cada nodo, el modelo hidrodinámico proporciona valores de la componente u de velocidad en las capas superior e inferior y la profundidad de la interfaz con una resolución temporal de 15 minutos.



Figura 7.1. Sección longitudinal del estrecho de Gibraltar empleada en la simulación numérica. La estrella gris, al Este de Gibraltar indica la posición de muestreo de los datos que serán empleados para la calibración del modelo.

7.3.2. Modelo de mezcla-advección

En este modelo se ha considerado que la mezcla entre el agua atlántica y mediterránea se produce cuando se cumple el criterio de inestabilidad de Kelvin-Helmholtz. Para la realización de los cálculos, se ha considerado que las densidades de la capa superior e inferior son constantes y las respectivas velocidades se han extraído del modelo hidrodinámico en cada punto e instante de tiempo. Siempre que se alcance este criterio, se admitirá la producción de unos vuelcos característicos de las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz en la interfaz del perfil original, dando lugar a una capa de mezcla eventual de espesor δ_m en la que se asume que la densidad y velocidad varían linealmente entre los valores correspondientes de la capa superior e inferior (Fig. 7.2).

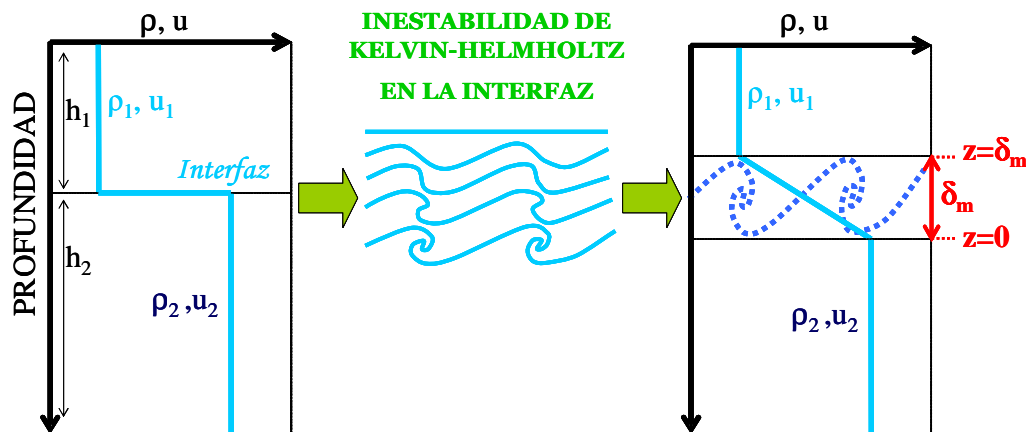


Figura 7.2. Esquema de formación de la capa de mezcla en un sistema bi-capa.

Como resultado de la incorporación a través de remolinos macroscópicos de agua de la capa inferior a la superior y de la superior a la inferior surge una capa intermedia o de mezcla. El espesor de la capa de mezcla puede estimarse a partir de la diferencia de energía cinética y potencial que tiene lugar entre los instantes de tiempo anterior y posterior a la ocurrencia de la inestabilidad en la forma en que se explica en los párrafos siguientes.

Vamos a considerar que después de un evento de mezcla interfacial, se forma una capa de mezcla virtual de espesor δ_m , entonces, tomando la coordenada vertical positiva

hacia arriba con origen en el límite inferior de la capa de mezcla (Fig. 7.2) podemos expresar las energías cinética, y potencial integradas en la profundidad de la capa de mezcla por unidad de volumen antes de la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz, E_{ki} y E_{pi} , como:

$$E_{ki} = \left[\frac{\rho_1 u_1^2 + \rho_2 u_2^2}{4} \right] \delta_m, \quad (7.3)$$

$$E_{pi} = \left[\frac{3\rho_1 + \rho_2}{8} \right] \delta_m^2. \quad (7.4)$$

Por otra parte, las energías integradas a lo largo de la capa de mezcla después de la inestabilidad, E_{kf} y E_{pf} , puede escribirse como:

$$E_{kf} = \delta_m \rho_1 (3u_1^2 + 2u_1 u_2 + u_2^2) / 24 + \delta_m \rho_2 (u_1^2 + 2u_1 u_2 + 3u_2^2) / 24, \quad (7.5)$$

$$E_{pf} = g \delta_m^2 (2\rho_1 + \rho_2) / 6, \quad (7.6)$$

donde se ha asumido (Fig. 7.2) que la velocidad y la densidad varían linealmente con la profundidad dentro de la capa de mezcla:

$$u(z) = u_2 + \frac{(u_1 - u_2)}{\delta_m} z \quad (7.7)$$

$$\rho(z) = \rho_2 + \frac{(\rho_1 - \rho_2)}{\delta_m} z \quad (7.8)$$

donde $z \in [0, \delta_m]$.

Teniendo en cuenta que los procesos de mezcla producidos por inestabilidades de Kelvin-Helmholtz implican una conversión de energía cinética de cizalla a energía potencial de mezcla, los cambios de energía potencial, $\Delta E_p = E_{pf} - E_{pi}$, y cinética, $\Delta E_k = E_{kf} - E_{ki}$, experimentados tras el evento de mezcla, pueden relacionarse de la siguiente manera:

$$\Delta E_p = -\varepsilon \Delta E_k, \quad (7.9)$$

donde ε representa el parámetro de eficiencia de mezcla, es decir, la proporción de energía cinética disponible para convertirse en energía potencial de mezcla en cierta porción de la columna de agua (Peltier y Caulfield, 2003).

Entonces, sustituyendo las ecuaciones (7.3)-(7.6) en (7.9) y despejando, se encuentra la expresión para el espesor de la capa que se mezcla, δ_m :

$$\delta_m = \frac{\varepsilon \left[\rho_1 (3u_1^2 - 2u_1u_2 - u_2^2) - \rho_2 (u_1^2 + 2u_1u_2 - 3u_2^2) \right]}{g(\rho_2 - \rho_1)}. \quad (7.10)$$

Por otro lado, para determinar la cantidad de masa que se intercambia entre las dos capas, admitiremos que la concentración de la sustancia en estudio después del evento de mezcla tiene, como en el caso de la velocidad y de la densidad, una variación lineal con la profundidad a lo largo de la capa de mezcla (Fig. 7.3) y se corresponde con:

$$C(z) = C_2 + \frac{C_1 - C_2}{\delta_m} z, \quad (7.11)$$

donde C_1 y C_2 son las concentraciones en la capa superior e inferior respectivamente.

Vamos a admitir que inmediatamente después de la creación de la capa de mezcla, la concentración a lo largo de su mitad superior se distribuye uniformemente, obteniéndose una concentración constante igual al promedio a lo largo de la profundidad de la mitad superior, C_m , que puede calcularse como:

$$C_m = C(z = \frac{3}{4} \delta_m) = \frac{3C_1 + C_2}{4}. \quad (7.12)$$

Si expresamos C_m en términos de masa por unidad de área horizontal:

$$M_m = C_m dV = C_m \frac{\delta_m}{2}, \quad (7.13)$$

y admitimos posteriormente que esta masa se reparte a lo largo de toda la capa superior, de espesor h_I (Fig. 7.3), podemos llegar a la siguiente expresión para la concentración por unidad de área en la capa superior después del evento de mezcla:

$$C_1^{i,j} = \frac{(C_m^{i,j} - C_1^{i,j-1})\delta_m}{2h_1^{i,j}} + C_1^{i,j-1}, \quad (7.14)$$

donde el subíndice i refleja las posiciones donde los cambios son evaluados y los subíndices $j-1$ y j indican, respectivamente, el instante de tiempo previo y siguiente al evento de mezcla interfacial. La tasa de cambio de concentración con el tiempo en la capa superior (h_I) debida a la mezcla interfacial, vendrá dada por:

$$\left(\frac{\Delta C}{\Delta t} \right)_m^{i,j} = \frac{C_1^{i,j} - C_1^{i,j-1}}{\Delta t} = \frac{(C_m^{i,j} - C_1^{i,j-1})\delta_m^{i,j}}{2h_1^{i,j} \Delta t}. \quad (7.15)$$

Esta es la manera a través de la cual se va a especificar la contribución de los eventos de mezcla a la variación local de concentración en la capa superior. Dicha contribución, debe entenderse como un término de fuente/sumidero del trazador inerte en estudio, dentro de la ecuación del transporte no difusivo para la capa superior:

$$\frac{\partial C_1}{\partial t} = -\frac{\partial(u_1 C_1)}{\partial x} + \left(\frac{\partial C_1}{\partial t} \right)_m, \quad (7.16)$$

donde los cambios locales de concentración en la capa superior son el resultado del balance neto entre la entrada/salida del trazador en la capa superficial debido a los procesos de mezcla interfacial y el transporte advectivo.

Los cambios de concentración debidos a la mezcla interfacial dados por la ecuación 7.15 son evaluados en cada intervalo discreto de tiempo Δt . Por lo tanto, tales cambios deben ser entendidos como un promedio resultante de los procesos de mezcla interfacial que han tenido lugar a lo largo de este intervalo de tiempo, y no como un cambio instantáneo debido a un evento de vuelco en particular. En este sentido, la eficiencia del parámetro de mezcla, ε , que aparece en la ecuación 7.10, debe caracterizar el fenómeno global de mezcla ocurrido a lo largo de todo el intervalo de tiempo.

De esta manera, el modelo de mezcla dependerá de dos parámetros: eficiencia de mezcla, ε , y número de onda k de las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz. Tales parámetros serán determinados por ajuste de los resultados del modelo a las observaciones.

Con el fin de proceder a la integración numérica de la ecuación 7.16, ésta será discretizada siguiendo el esquema:

$$C_1^{i,j} = C_1^{i,j-1} - \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \Delta(u_1 C_1)^{j-1} + \frac{(C_2^{i,j-1} - C_1^{i,j-1})\delta_m^{i,j}}{8h_1^{i,j}}, \quad (7.17)$$

con

$$\Delta(u_1 C_1)^{j-1} = \begin{cases} u_1^{i,j-1} C_1^{i,j-1} - u_1^{i-1,j-1} C_1^{i,j-1} & \text{si } u_1^{i,j-1} > 0 \\ u_1^{i+1,j-1} C_1^{i+1,j-1} - u_1^{i,j-1} C_1^{i,j-1} & \text{si } u_1^{i,j-1} < 0 \end{cases} \quad (7.18-7.19)$$

Aquí las coordenadas espaciales (a lo largo del estrecho) y temporales están discretizadas como $t=j\Delta t$ ($j=0,1,2,3\dots N$) y $x=i\Delta x$ ($i=0,1,2,3\dots L$) respectivamente. Δt es el paso temporal de la salida del modelo hidrodinámico y Δx es la longitud de las diferentes celdas del transecto longitudinal en la localización dada por el subíndice i (asignados al centro de las celdas espaciales). Los valores establecidos para esta ecuación son $\Delta t=15$ minutos y $\Delta x=900$ m. Antes de calcular la concentración en el instante j , el campo de concentración en el instante $j-1$ fue corregido por difusión numérica usando un método de paso MPDATA 4 (Smolarkiewicz y Margolin, 1998).

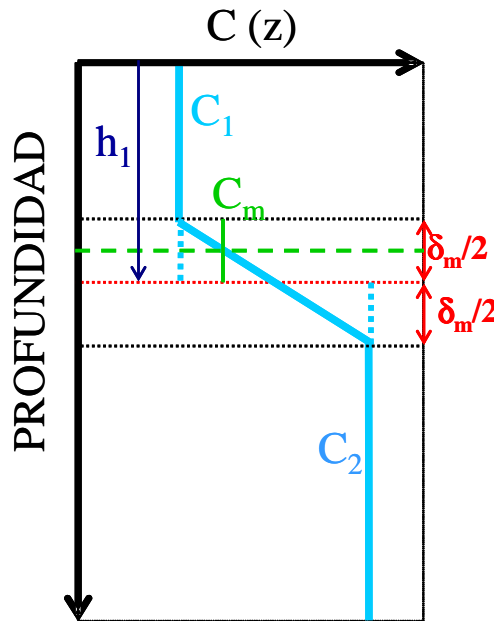


Figura 7.3. Esquema de cálculo de concentraciones.

7.3.3. Modelo tri-capa de acoplamiento física-biología

Como se sabe, el estrecho de Gibraltar puede considerarse, en primera aproximación, como un sistema bi-capa. Sin embargo, el estrecho se aproxima más bien a un sistema tri-capa (Bray *et al.*, 1995; Winters y Seim, 2000; Echevarría *et al.*, 2002; Sannino *et al.*, 2002) donde la interfaz atlántica-mediterránea no es considerada como una superficie infinitesimal sino como una tercera capa de espesor finito en la que las propiedades de las aguas atlánticas y mediterráneas se encuentran mezcladas.

El empleo de un modelo tri-capa es mucho más apropiado para caracterizar el intercambio a través del estrecho de Gibraltar (Wesson y Gregg, 1994; Bray *et al.*, 1995) y es necesario considerar al menos un sistema tri-capa de circulación a través del estrecho debido a la riqueza y complejidad de las interacciones de la interfaz con las capas superior e inferior (Wesson y Gregg, 1994; Bray *et al.*, 1995). De hecho, Bray *et al.* (1995) estimaron que más del 50% del intercambio entre las cuencas ocurre en esta capa intermedia. La capa interfacial es muy variable en cuanto a posición dentro de la columna de agua y espesor (Bray *et al.* 1995; García-Lafuente *et al.*, 2002; Sannino *et al.*, 2002) y puede actuar como un amortiguador del intercambio de propiedades entre las capas de agua superior e inferior. De modo que implementando una capa intermedia que varíe en espesor con el ciclo mareal se podrían simular los procesos de mezcla interfacial a través de la misma hacia y desde las capas superficial y profunda.

En un sistema tri-capa podemos considerar que la densidad y velocidad son constantes en las capas superior e inferior y varían linealmente, como veíamos anteriormente, con la profundidad dentro de la capa interfacial (h_3). Sin embargo, por motivos de simplicidad, vamos a admitir que la densidad y velocidad en esta capa adquieren también valores constantes que deben entenderse como valores promediados verticalmente a lo largo de la misma (Fig. 7.4).

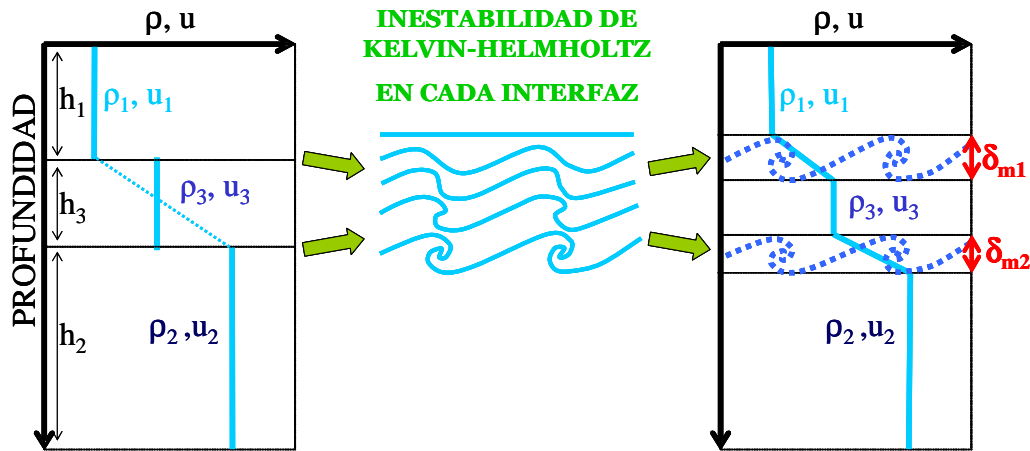


Figura 7.4. Esquema de formación de capas de mezcla en un sistema tri-capa.

De esta manera, a lo largo de la columna de agua se localizan dos superficies de discontinuidad en velocidad y densidad, a través de las cuales se pueden producir inestabilidades de tipo Kelvin-Helmholtz y procesos de mezcla asociada. En el modelo conceptual del sistema tri-capa se ha empleado la misma metodología y criterios de mezcla descritos en el punto anterior, evaluando en primer lugar los procesos que tienen lugar entre la capa inferior e intermedia y después entre la intermedia y la superior.

Para poder evaluar si se cumple el criterio para que ocurra la inestabilidad y se produce mezcla entre un par de capas adyacentes, se emplea la misma expresión que en el caso bi-capa (ecuación 7.1). Si el criterio se cumple, se procederá al cálculo de los espesores de las correspondientes capas de mezcla, δ_{m1} y δ_{m2} (Fig. 7.4) y se calculará el cambio en la concentración de un determinado trazador presente en la capa inferior como respuesta al intercambio entre ambas capas y su posterior distribución uniforme a lo largo de toda la profundidad de la capa superior.

Para llegar a calcular estos cambios de concentración en las diferentes capas, es necesario determinar previamente el valor de densidad y velocidad en la capa interfacial, ρ_3 y u_3 , así como el espesor de la misma, h_3 (Fig. 7.4). Admitiendo que la densidad en esta capa corresponde al valor promedio entre la densidad de las capas superior e inferior, las ecuaciones de mezcla-advección podrán ser resueltas si podemos llegar a conocer el valor

de velocidad y espesor de la capa intermedia en cada celda del modelo y en cada instante de tiempo.

Para determinar el valor de estas variables vamos a recurrir a la metodología empleada en el capítulo anterior, donde se vio que los perfiles de densidad se ajustaban razonablemente bien a una función de tipo sigmoideal de cuatro parámetros (ecuación 6.9). Estos perfiles se pueden dividir en tres capas verticales bien diferenciadas. Básicamente, una capa superior con valores prácticamente constantes de densidad típicos del agua Atlántica, una capa inferior de valores constantes de densidad propias del agua Mediterránea y una capa intermedia fruto de la mezcla de aguas Atlántica y Mediterránea y con valores de densidad que varían desde los valores propios de la capa superior hasta los propios de la capa inferior. De igual manera que los perfiles de densidad se ajustan a sigmoides de cuatro parámetros, los perfiles observados de la componente u de la velocidad también presentan buenos ajustes a estas funciones y similarmente se puede escribir:

$$u(z) = u_1 + \frac{u_2 - u_1}{1 + e^{\left(\frac{z - z_0}{\Delta z}\right)}}, \quad (7.20)$$

donde $u(z)$ representa el perfil de velocidad desde la superficie el fondo, u_i es la velocidad de la capa superior e inferior (para $i=1, 2$ respectivamente), Δz es un parámetro proporcional al espesor de la interfaz y z_0 es la profundidad de la interfaz.

El uso de la función sigmoide proporcionará una herramienta para una determinación objetiva del espesor de la capa intermedia ya que, como se ha mostrado en el capítulo previo, esta función presenta muy buenos ajustes con los perfiles observados en el estrecho. Como veremos, a partir de esta función, se podrá obtener un perfil de velocidades del modelo tri-capas equivalente al perfil del modelo bi-capas, imponiendo la condición de que el transporte integrado verticalmente para el modelo tri-capas en cada instante de tiempo debe ser el mismo que en la versión bi-capas original.

El espesor de la capa intermedia se determina en función de la porción de columna de agua que contiene la región en la que la velocidad varía desde el valor constante de la capa

superior hasta el valor constante de la capa inferior (Fig. 7.4). El espesor (h_3) de esta porción de la columna de agua es numéricamente igual a $6\Delta z$ (Echevarría *et al.*, 2002). Esta cantidad puede interpretarse en primera instancia, como el espesor de la capa intermedia que vamos buscando aunque posteriormente, la definición de espesor que finalmente usaremos necesite nuevos matices que serán introducidos en su momento.

Aplicando la condición de igualdad en los transportes:

$$\int_0^H u(z) dz = u_1 h_1 + u_2 h_2 , \quad (7.21)$$

sustituyendo en ella la expresión de $u(z)$ y después de realizar la integral, es posible determinar para un valor arbitrario de Δz , las velocidades en cada una de las tres capas u_1' (capa superior), u_2' (capa inferior) y u_3' , admitiendo que esta última se obtiene como el valor promedio entre las velocidades en la capa superior e inferior.

Sin embargo, estos valores de velocidad con los que se redistribuye el transporte del modelo bi-capa en el perfil tri-capa, son igualmente válidos para cualquier valor arbitrario del parámetro Δz . Por lo tanto, la definición del modelo tri-capa será representativo de la realidad en la medida que lo sea el parámetro Δz del ajuste sigmoidal.

El método propuesto para determinar este parámetro e implementarlo en el modelo tri-capa se basa en las medidas experimentales del espesor de la interfaz Atlántico-Mediterránea inferidas de los registros temporales de perfiles de velocidad obtenidos en el umbral de Camarinal durante del experimento “Strait 94-96”.

La idea generatriz del método, se basa en el intento de parametrizar el espesor de la interfaz (Δz) determinado experimentalmente a partir de los ajustes de perfiles de velocidad a funciones sigmoide, en función de alguna de las variables simuladas por el modelo hidrodinámico bi-capa.

Como no se disponía de un registro de perfiles de velocidad coincidentes con el período de las simulaciones, los perfiles de velocidad fueron sintetizados a partir de predicciones

basadas en las constantes armónicas de las cuatro ondas principales M_2 , S_2 , K_1 , O_1 previamente calculadas a partir del análisis armónico de un registro de aproximadamente 2 años de duración. A partir de los ajustes sigmoidales de los perfiles de velocidad predichos, se calcularon los valores experimentales de Δz coincidentes en tiempo con las variables del modelo numérico a lo largo de 1 mes del 16 de Junio de 1998 al 15 de Julio de 1998. Se realizaron un total de 2880 ajustes sigmoidales que presentaron coeficientes de correlación al cuadrado bastante altos (R^2 comprendidos entre 0.836 y 0.999).

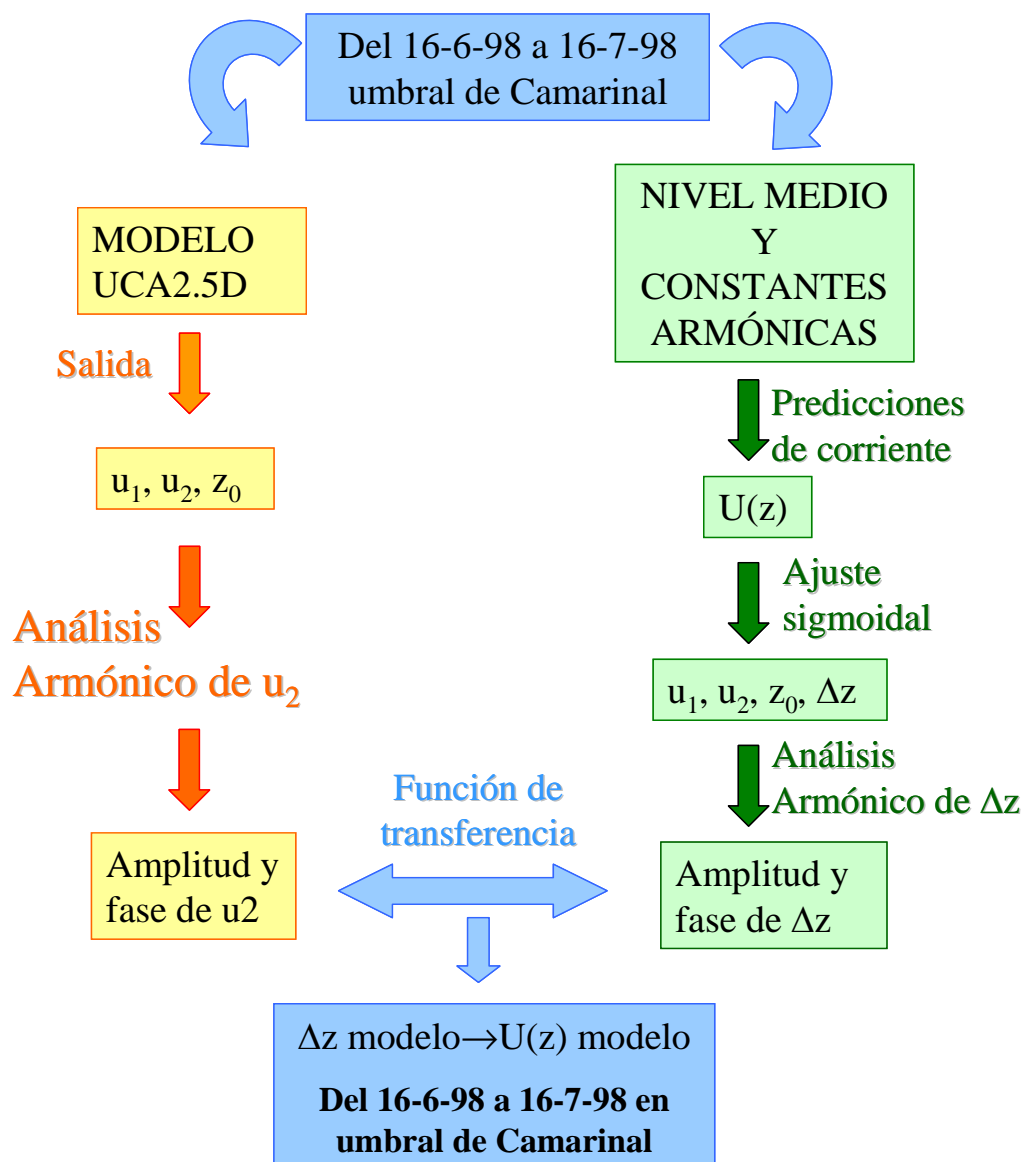


Figura 7.5. Esquema de la metodología seguida para parametrizar el espesor de la capa interfacial a lo largo del estrecho.

Posteriormente, se aplicó un análisis de correlación en el dominio de la frecuencia entre la serie temporal de valores Δz y diferentes series temporales de variables derivadas del modelo hidrodinámico como la cizalla de velocidad, $(u_1 - u_2)$, la velocidad en la capa superior (u_1) y la velocidad en la capa inferior (u_2) . A partir de estos análisis, se determinó que Δz presentaba su mejor correlación con la velocidad en la capa inferior u_2 . Los valores de amplitud y fase de la función de transferencia que relaciona a las variables Δz y u_2 se muestran para cada uno de los armónicos de marea, en la tabla 7.I. La metodología seguida se ilustra de forma detallada en la figura 7.5.

Usando la información de amplitud y fase de la función de transferencia podemos encontrar el parámetro Δz en cualquier instante de tiempo a partir de la expresión:

$$\Delta z(t) = \Delta z_m + \sum_{i=1}^M A_i U_i \cos(\omega_i t - g_i - \Delta g_i), \quad (7.22)$$

donde Δz_m es el espesor de la interfaz promediado en el tiempo, M es el número de componentes armónicas (4 en nuestro caso), ω_i es la frecuencia del i -ésimo componente armónico, U_i y g_i son amplitud y fase de Greenwich de la capa inferior de velocidad, u_2 , A_i y Δg_i son el módulo y fase, respectivamente, de la función de transferencia entre la serie de entrada (u_2) y la de salida (Δz) definida como:

$$A_i = \frac{a_{i1}}{a_{i2}}, \quad (7.23)$$

$$\Delta g_i = \phi_{i1} - \phi_{i2}, \quad (7.24)$$

donde a_{i2} y a_{i1} representan las amplitudes de las series de entrada y salida y ϕ_{i1} y ϕ_{i2} representan las fases de las series de entrada y salida para cada i -ésima constituyente armónica.

Componente astronómica	U_i (m s ⁻¹)	A_i	g_i (grados)	Δg_i (grados)
M2	1.41	28.04	163.933	24.192737
S2	0.55	8.23	192.965	336.828670
K1	0.27	14.11	113.812	350.721708
O1	0.34	22.14	11.521	328.127727

Tabla 7.1. Amplitudes (U_i) y fases (g_i) de las principales constituyentes armónicas de la velocidad en la capa inferior, u_2 , en Camarinal, amplitudes (A_i) y fases (Δg_i) de la función de transferencia entre u_2 y Δz .

En la figura 7.6 se muestra el ajuste entre los valores de Δz sintetizados usando la expresión (7.22) y los calculados directamente a partir de los perfiles de velocidad, como puede constatarse visualmente, el ajuste es francamente bueno.

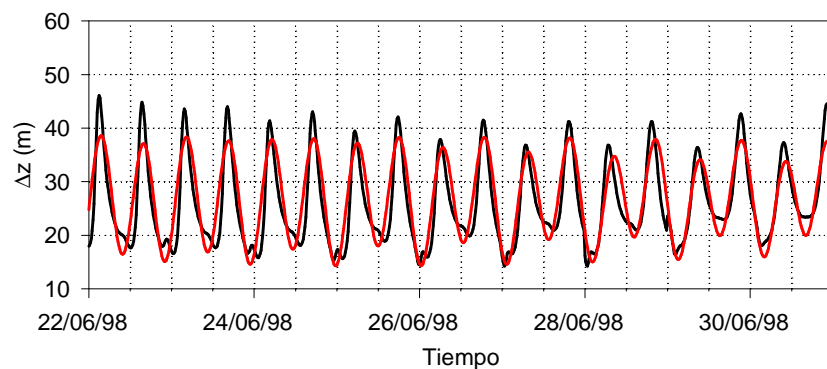


Figura 7.6. Δz en el umbral de Camarinal real (negro) y estimado (rojo) a partir del análisis espectral cruzado.

Como ya se ha explicado, para un perfil sigmoidal el valor del espesor de la interfaz es matemáticamente igual a $6\Delta z$. Este valor ha sido adoptado por otros autores (Echevarría *et al.*, 2002) que han determinado el espesor de la interfaz a partir de ajustes de los perfiles de salinidad observados a funciones sigmoides.

Sin embargo, existen otros trabajos como los debidos a Bray *et al.* (1995) y Sannino *et al.* (2002) en donde la determinación del espesor de la interfaz se obtiene previo ajuste del perfil de salinidad a tres líneas rectas, una para la capa superior, otra para la inferior y otra para la capa interfacial. Cada una de estas rectas son tangentes a la curva en

superficie, fondo y punto de máximo gradiente respectivamente. La intersección entre las rectas de la capa superior e interfacial representa el límite inferior de la capa superior y la intersección de la línea de fondo con la línea interfacial constituye el límite superior de la capa inferior, quedando definido el espesor como la distancia vertical entre los dos puntos de corte.

Con el fin de obtener valores del espesor acorde con los obtenidos en estos trabajos previos, asumiremos el criterio de definición del espesor establecido por Bray *et al.* (1995). De esta manera, a partir de nuestros perfiles sigmoidales de velocidad se determinan las tres líneas rectas que ajustan la variación de la velocidad en las capas inferior, intermedia e inferior y se toma como espesor la porción de la columna de agua contenida entre los puntos de corte de la línea tangente al punto de máxima cizalla del perfil de velocidad con las líneas perpendiculares definidas por los valores constantes de velocidad u_1^t en la capa superior y u_2^t en la capa inferior. Se comprueba, que el espesor de la interfaz calculado de esta manera es $4\Delta z$ y de esta forma se determina que los valores correspondientes a las dos definiciones de espesor de la interfaz que hemos introducido, son proporcionales entre si. En la figura 7.7 se ilustra el criterio seguido para establecer el cálculo de este último valor de espesor.

Con lo comentado hasta el momento, a través del uso de la expresión 7.22 podemos determinar el espesor de la capa intermedia y las variaciones temporales de la capa intermedia sólo en la zona del umbral de Camarinal. Sin embargo, en cualquier otro punto a lo largo del estrecho, los parámetros que definen la expresión 7.22 continúan siendo desconocidos.

Los valores medios del espesor en los otros puntos a lo largo del eje longitudinal del estrecho se tomarán de Sannino *et al.* (2002), ya que estos valores resultantes de un modelo tridimensional de simulación hidrodinámica, coinciden bastante bien con los valores experimentales encontrados por Bray *et al.* (1995) y por Echevarria *et al.* (2002) y nos ofrecen una mayor resolución espacial que la ofrecida por los valores observados.

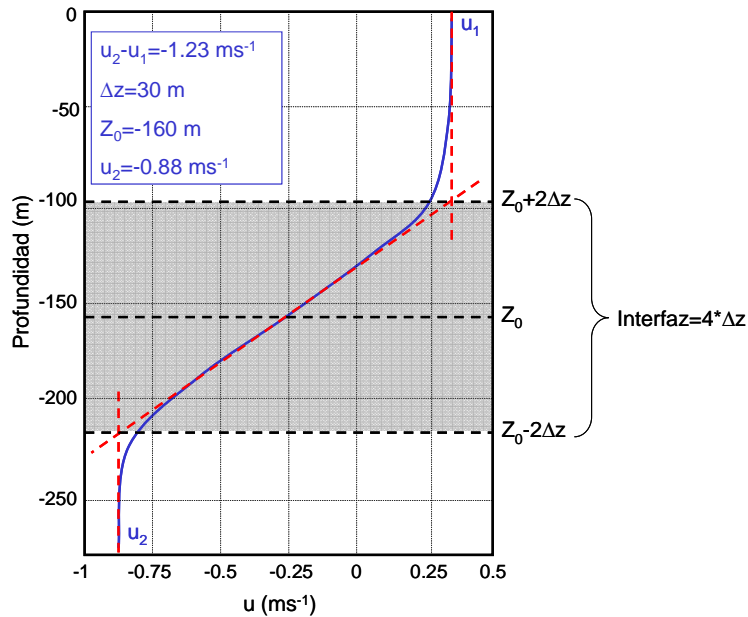


Figura 7.7. Esquema de cálculo del espesor de la interfaz a partir de la sigmoide de 4 parámetros.

Para determinar la parte variable en el tiempo del espesor de la capa intermedia en cualquier otra posición a lo largo del eje longitudinal del estrecho, vamos a admitir que el espesor de la interfaz responde a las variaciones de velocidad en la capa inferior simuladas por el modelo, siguiendo la misma función de transferencia que se determinó en el umbral de Camarinal. Esta extrapolación de la función de transferencia, entre la velocidad en la capa inferior y el espesor de la interfaz, a lo largo del eje longitudinal, se puede justificar en base al comportamiento del espesor de la capa intermedia en relación a la velocidad en la capa inferior que se deduce de la observación de los perfiles de velocidad registrados durante 24 horas en el centro de la sección transversal entre Tarifa y Algeciras y que se muestran en la figura 7.8.

En dicha localización, se observa que la profundidad de la interfaz (admitida su localización en la zona de máxima cizalla de la velocidad) alcanza su mínima profundidad y mínimo espesor con un cierto retardo (entre una y dos horas) después de la ocurrencia de la máxima velocidad de la corriente saliente (hacia el Oeste) en la capa inferior. Correspondientemente, la máxima profundidad y máximo espesor ocurren con un retardo similar después de la ocurrencia de la máxima corriente entrante (hacia el Este) en la capa inferior. Este es, a grosso modo, el comportamiento en el espesor que también se observaba

en el umbral de Camarinal y por lo que éste queda perfectamente caracterizado, al menos cualitativamente, por la misma función de transferencia encontrada en el umbral.

Un chequeo algo más cuantitativo de esta extrapolación de la función de transferencia, se puede obtener evaluando la amplitud de la variación en el espesor de la interfaz predicha haciendo uso de dicha función de transferencia en el mismo punto de observación. Usando las desviaciones máximas de la velocidad con respecto al valor medio en la capa inferior (a una profundidad de 500 m) podemos estimar que la amplitud de la variación temporal semidiurna de la velocidad durante el intervalo de tiempo entre la hora 5 y la 24 es aproximadamente $U=0.5 \text{ m s}^{-1}$. Asignando esta amplitud a la señal de la constituyente semidiurna M_2 y sustituyendo en la expresión 7.22 los valores de amplitud y fase de la función de transferencia que para esta constituyente se encuentran en la tabla 7.I, se obtiene una amplitud de la variación en el espesor de la interfaz de 14 m. Este valor se ajusta bastante bien al valor que puede deducirse groseramente del cambio entre el espesor mínimo y máximo que exhiben los perfiles mostrados en la figura 7.8 (tomando el espesor como la porción de la columna de agua en la que se produce el cambio de velocidad entre las capas superior e inferior) lo cual produce una amplitud de 12 m aproximadamente. Otra comparativa, ahora en el borde más oriental del estrecho, puede extraerse del trabajo de García-Lafuente *et al.* (2000), en donde se presentan valores de amplitud de las variaciones del espesor de la interfaz extraídas de registros de salinidad a diferentes profundidades obtenidos en un fondeo de correntímetros en la zona central del estrecho. Estos autores encuentran un valor de la amplitud máxima de la señal semidiurna de marea en la variación del espesor de la interfaz de unos 8.5 m.

Por otra parte, usando un valor de velocidad de la corriente característico de la amplitud de la corriente para las constituyentes M_2 y S_2 en la capa inferior $U_{M_2}=0.4 \text{ m s}^{-1}$ y $U_{S_2}=0.14 \text{ m s}^{-1}$ extraídos del mismo trabajo, y sustituyendo en la expresión 7.22 se obtiene una amplitud máxima de unos 14 m. Aunque el valor obtenido por el uso de la función de transferencia es casi el doble, los valores de amplitud están dentro de un rango de variación similar. En cualquier caso, las discrepancias en los valores de amplitud reproducidos cerca del borde oriental usando la función de transferencia determinada en la zona del umbral, no resultan de mucha importancia ya que como las observaciones muestran, en esta zona las amplitudes de las variaciones en el espesor de la interfaz resultan relativamente pequeñas

comparadas con el valor medio de la interfaz que en esta zona se comprende entre unos 80 y 100 m. Es por lo tanto de esperar, que nuestro modelo de mezcla y advección forzado por marea, no sea demasiado sensible a las variaciones temporales del espesor de la interfaz en la zona oriental del estrecho.

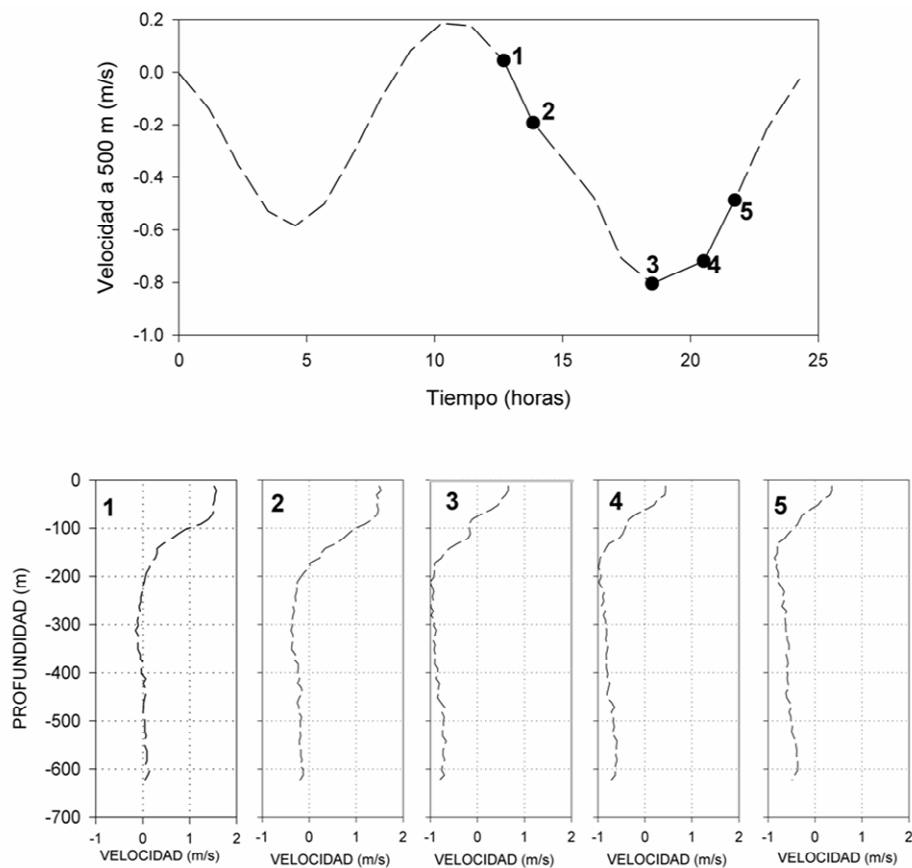


Figura 7.8. Perfiles de velocidad correspondientes a diferentes estados del ciclo de marea en el centro de la sección transversal entre Tarifa y Algeciras.

A la vista de estas comparaciones, hay que concluir que el método usado para implementar la capa intermedia a partir del modelo bi-capa resulta bastante consistente, por lo que puede suponer una herramienta válida para investigar el papel que los procesos asociados a la mezcla interfacial y el transporte advectivo tienen en la determinación y modificación de las propiedades de las masas de agua que circulan en la capa superior.

7.4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Como paso previo a la aplicación de los modelos de mezcla y advección en el análisis de los efectos debidos a la mezcla interfacial y la advección a lo largo del estrecho, es necesario proceder a la calibración de los parámetros del modelo a saber, la eficiencia de mezcla, ε y el número de onda de las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz, k . Esta calibración se ha realizado usando una serie temporal de 25 horas de duración, de valores de salinidad promediados a lo largo de la capa superior, obtenidos de un registro de perfiles de salinidad tomados en una estación fija localizada en el borde oriental del estrecho (Fig. 7.1).

En la figura 7.9 se muestran las comparaciones de las series temporales de valores de salinidad simuladas con los modelos bi-capa y tri-capa con la serie de valores observados. Como era de esperar, el modelo tri-capa muestra el mejor ajuste ($r^2=0.84$, $p<0.01$), que es conseguido para unos valores de los parámetros del modelo $\varepsilon=0.10$ y $k=4.18 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ (longitud de onda $\lambda=150 \text{ m}$) los cuales están en buen acuerdo con otros valores encontrados en la literatura (Osborne, 1980; Peltier y Caulfield, 2003). En lo sucesivo, por lo tanto, el modelo tri-capa es el que será utilizado en el análisis que presentaremos en el resto del capítulo.

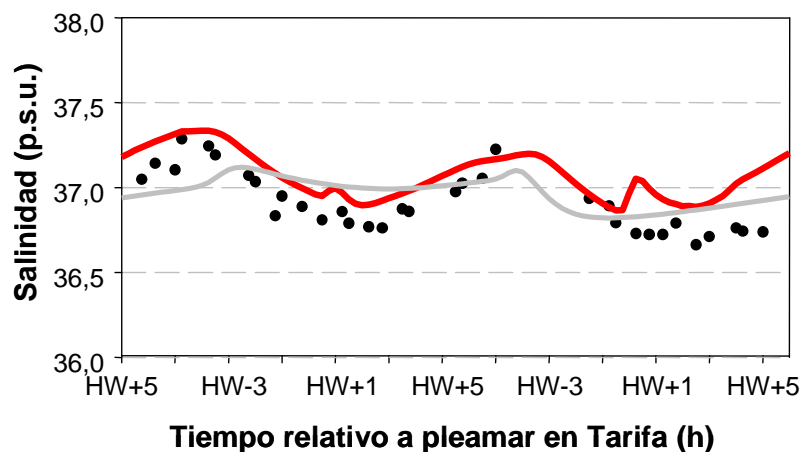


Figura 7.9. Salinidad modelada mediante aproximación bi-capa (línea gris) y tri-capa (línea roja). Los puntos representan la salinidad medida en el punto de muestreo.

Otra interesante experiencia de validación puede ser realizada, atendiendo a los valores de disipación de energía asociada a la mezcla turbulenta encontrada en el estrecho de Gibraltar por Wesson y Gregg (1994). De cara a comparar nuestros resultados con los obtenidos por estos autores, es posible construir estimas de disipación a partir de la energía cinética disipada en forma de energía potencial debida a la mezcla interfacial. La disipación por unidad de masa y tiempo asociada a la mezcla interfacial puede ser obtenida entonces a partir de estas pérdidas de energía cinética como:

$$\epsilon = - \frac{\epsilon \Delta E_k}{\Delta t \rho \delta_m}, \quad (7.25)$$

en donde Δt es el paso temporal del esquema numérico utilizado en los cálculos de los espesores de la capa de mezcla virtual, δ_m , producida alrededor de las interfaces que separan la capa intermedia de las capas superior e inferior. En esta expresión la energía cinética por unidad de superficie cedida a la mezcla se reparte en una masa $\rho \delta_m$ y se divide por el intervalo de tiempo Δt durante el cual esa cesión de energía se ha producido.

En la tabla 7.II se muestran los valores de disipación calculados a partir del modelo tri-capa de mezcla y advección y los valores obtenidos por Wesson y Gregg (1994) en la porción de la columna de agua que contiene a la interfaz Atlántico-Mediterránea. Ambas medidas son bastante coincidentes en magnitud y también están de acuerdo en el hecho de que los valores de disipación son mayores en la región del umbral de Camarinal que en la parte oriental del estrecho. Siguiendo los resultados de Wesson y Gregg (1994), los altos valores de disipación en la zona del umbral de Camarinal están relacionados con la intensa cizalla vertical asociada a la generación del salto hidráulico y otras ondulaciones internas durante la fase de corriente de marea saliente (hacia el Oeste).

Una cuestión interesante es investigar si el origen de la disipación producida en la parte oriental del estrecho se debe al estado base del flujo de marea o, por el contrario, está asociado a la propagación de las ondulaciones internas que han sido generadas en la región del umbral de Camarinal. Con el fin de dar respuesta a esta cuestión, se han representado en las figuras 7.10 y 7.11, los valores de cizalla ($u_1 - u_3$) entre la capa superior y la intermedia y los espesores de la correspondiente capa de mezcla δ_m , a lo largo del eje longitudinal del Estrecho, para diversos instantes de tiempo consecutivos a lo largo de un

ciclo semidiurno de marea, en mareas vivas (Fig. 7.10) y muertas (Fig. 7.11). En la parte derecha de cada una de las figuras, se representa la posición de la interfaz que separa la capa intermedia y la superior para los mismos instantes de tiempo.

Posición	ϵ modelo (W Kg^{-1})				ϵ experimentales (W Kg^{-1})		
	Media	Desviación estándar	Mín.	Máx.	Media	Mín.	Máx.
Umbral	$8.343 \cdot 10^{-6}$	$7.368 \cdot 10^{-6}$	$2.067 \cdot 10^{-6}$	$5.762 \cdot 10^{-5}$	$3.570 \cdot 10^{-5}$	$8.400 \cdot 10^{-7}$	$1.800 \cdot 10^{-4}$
Tarifa	$8.120 \cdot 10^{-6}$	$3.965 \cdot 10^{-6}$	$6.774 \cdot 10^{-7}$	$1.822 \cdot 10^{-5}$	-----	-----	-----
Gibraltar	$3.287 \cdot 10^{-6}$	$1.735 \cdot 10^{-6}$	$6.252 \cdot 10^{-7}$	$8.568 \cdot 10^{-6}$	$7.990 \cdot 10^{-7}$	$2.900 \cdot 10^{-7}$	$1.800 \cdot 10^{-6}$

Tabla 7.II. Valores de disipación en el estrecho de Gibraltar. Inferidos del modelo tri-capa usando un valor $\rho=1028 \text{ Kg m}^{-3}$, y los valores experimentales obtenidos por Wesson y Gregg en la zona de la interfaz.

Del análisis de estas figuras, se observa que los valores de cizalla que superan el valor a partir del cual se produce la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz (ecuación 7.1), ocurren generalmente asociados a la posición del salto hidráulico y otras perturbaciones internas. De esta forma, se puede deducir que una parte importante de los procesos de disipación y mezcla interfacial que ocurren entre el umbral de Camarinal y el borde oriental del estrecho, son debidos a la ocurrencia de los procesos ondulatorios internos de gran amplitud que ocurren en el umbral de Camarinal.

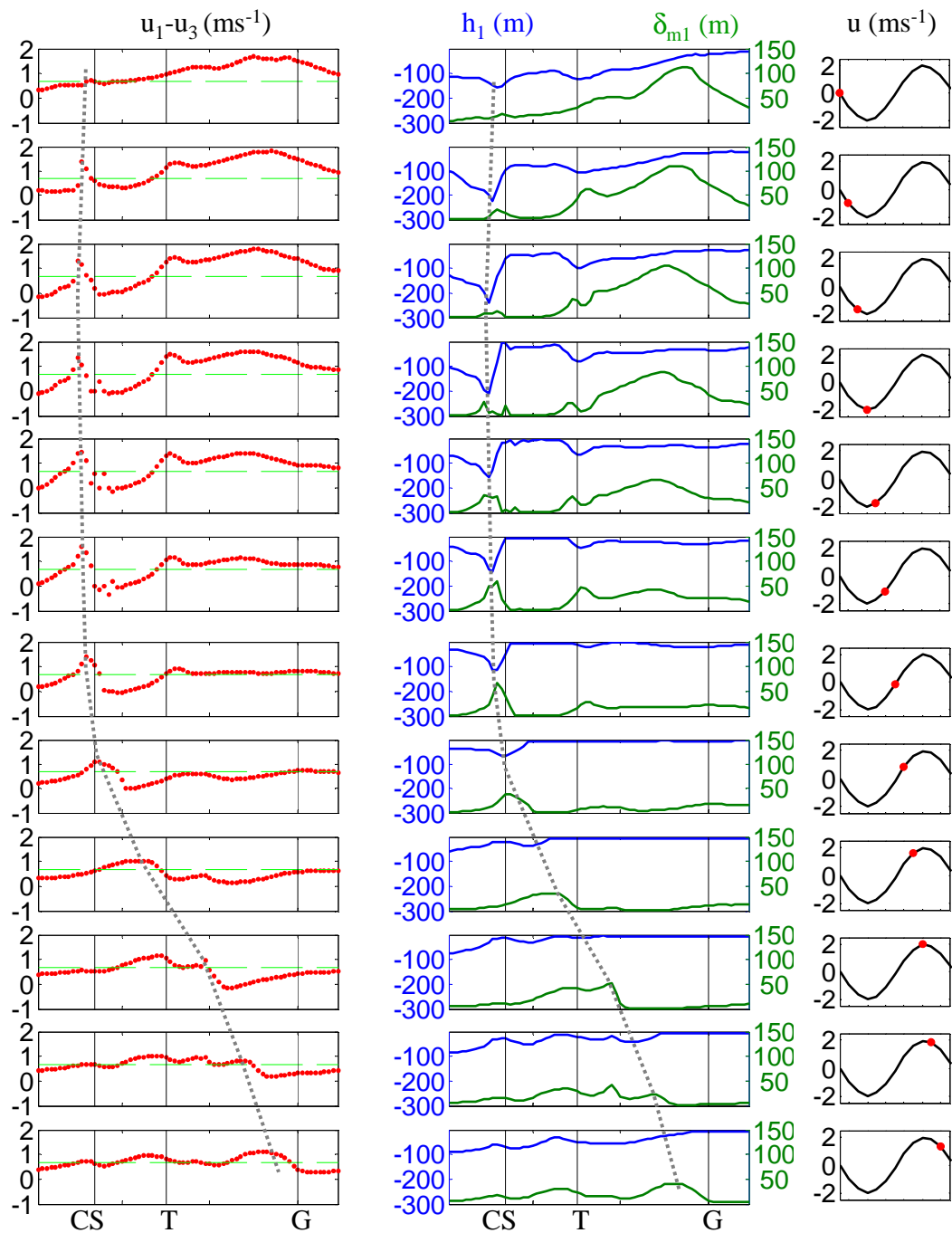


Figura 7.10. Serie temporal durante un ciclo de marea de cizalla (rojo), profundidad de la interfaz (azul) y espesor de la capa de mezcla (verde) entre las capas superior e interfacial a lo largo del eje principal del estrecho de Gibraltar. Las líneas horizontales verdes reflejan el valor crítico para que se produzca la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz y la línea gris de puntos resalta la generación del salto interno. A la derecha se indica el correspondiente estado de marea viva.

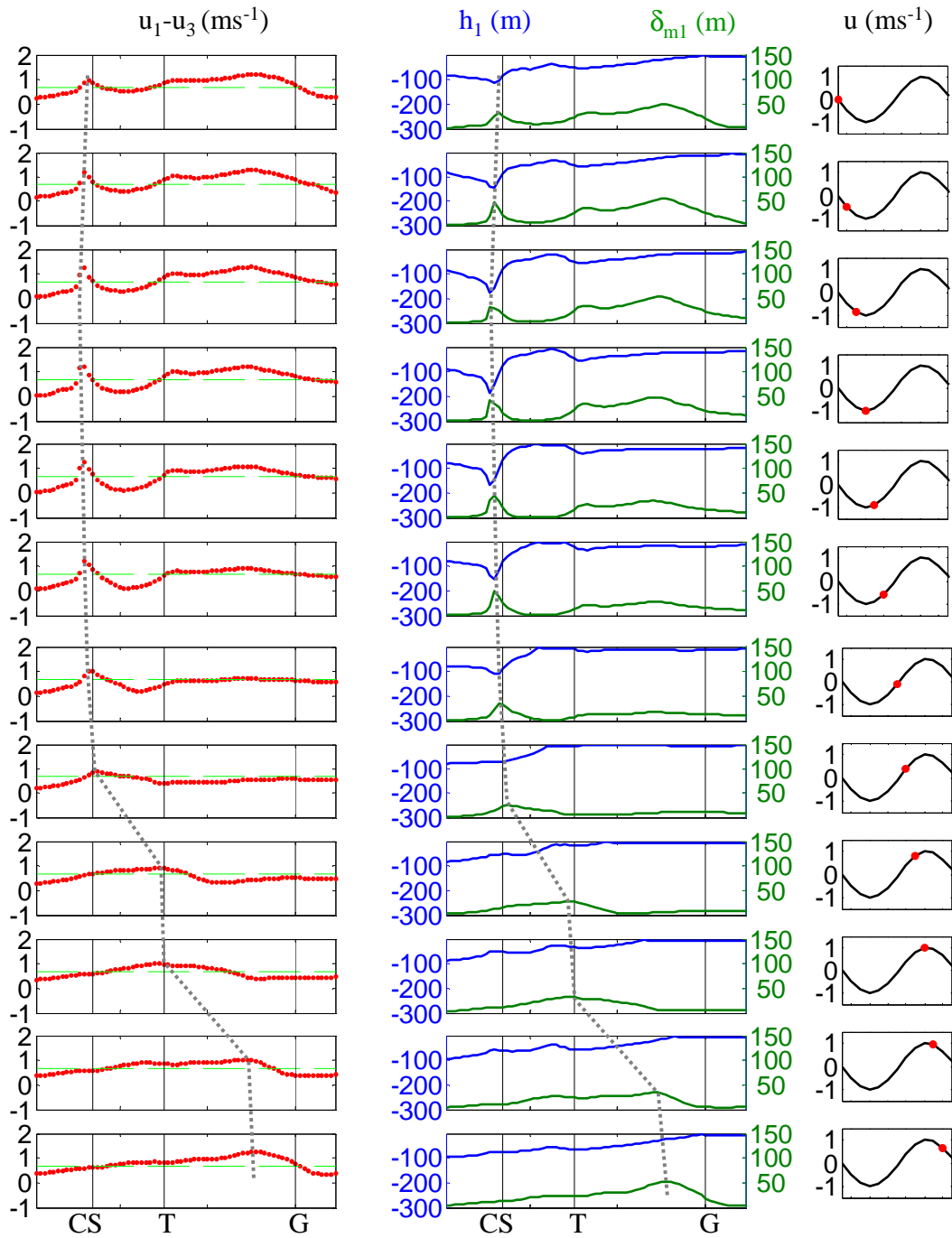


Figura 7.11. Serie temporal durante un ciclo de marea de cizalla (rojo), profundidad de la interfaz (azul) y espesor de la capa de mezcla (verde) entre las capas superior e interfacial a lo largo del eje principal del estrecho de Gibraltar. Las líneas horizontales verdes reflejan el valor crítico para que se produzca la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz y la línea gris de puntos resalta la generación del salto interno. A la derecha se indica el correspondiente estado de marea muerta.

Dado que el modelo hidrodinámico usado es hidrostático, la simulación de los procesos ondulatorios internos generados en el umbral de Camarinal no reproduce la transformación del salto hidráulico inicialmente generado en el tren de ondas internas que le siguen (como muestran las observaciones presentadas en el capítulo 3 y fue reproducido con el modelo no-hidrostático presentado en el capítulo 4). Por lo tanto, los procesos de mezcla producidos por la cizalla vertical inducida por estos trenes de ondas internas no pueden ser simulados con nuestro modelo. Sin embargo, como los parámetros del modelo de mezcla y advección han sido establecidos mediante el ajuste a los datos de campo, y este ajuste ha resultado satisfactorio, hay que esperar que los procesos de mezcla interfacial asociados a los fenómenos ondulatorios reales hayan sido de alguna forma englobados en la parametrización realizada en el modelo tri-capa de mezcla y advección.

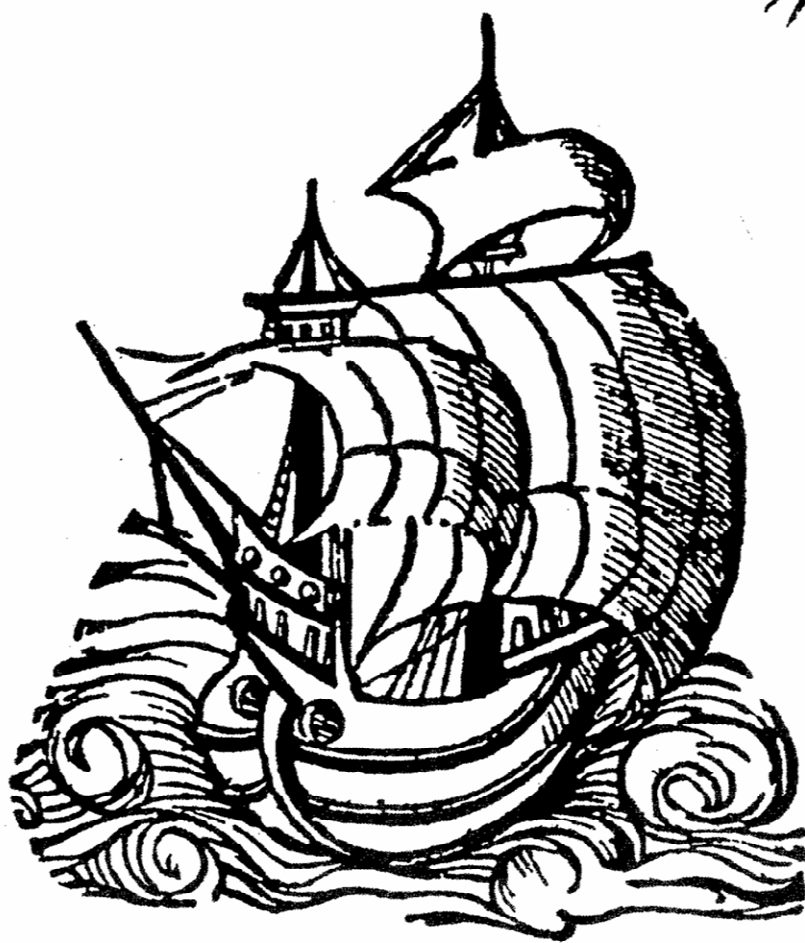
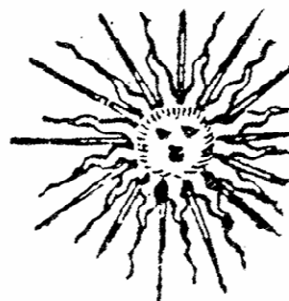
La idea de que los procesos ondulatorios internos tengan una contribución notable en la parte oriental del estrecho, encuentra soporte en los resultados obtenidos por García García-Lafuente *et. al* (2000), los cuales a partir de estimas del número de Richardson de gradiente en una sección transversal localizada en el borde oriental del estrecho, encontraron que los valores del número de Richardson eran subcríticos el 92% del tiempo. Este resultado indica que los procesos de mezcla en esta zona del estrecho no están producidos por la cizalla vertical asociada al estado base de los flujos, sino que más bien son producidos de forma pulsante por la cizalla vertical adicional suministrada por los trenes de ondas internas que llegan desde el umbral de Camarinal en su propagación hacia el Mediterráneo.

Una vez que ha sido demostrada la implicación que tienen los procesos ondulatorios internos que se generan en el umbral de Camarinal en la definición de los procesos de mezcla interfacial a lo largo del estrecho, parece evidente que cualquier proceso que altere la generación de estos procesos pueda alterar indirectamente los procesos de mezcla interfacial, y por lo tanto las propiedades del flujo de agua Atlántica que entra en el mar de Alborán. Es en este momento cuando enlazamos con el efecto que producen las variaciones de presión atmosférica en la parte occidental del Mediterráneo, inhibiendo o favoreciendo la generación de ondas internas en el umbral de Camarinal. Si tenemos en cuenta la dependencia que tiene la ocurrencia de los procesos de mezcla interfacial con la ocurrencia de los procesos

ondulatorios internos, entonces las fluctuaciones de presión atmosférica en la región occidental del Mediterráneo deben de estar modulando en cierta medida los procesos de mezcla interfacial que ocurren a lo largo del estrecho.

Esta última reflexión nos introduce en un interesante problema en el que procesos de muy diferente escala espacio-temporal y de muy diferente génesis, se acoplan para definir determinados fenómenos físicos, los fenómenos de mezcla interfacial en el estrecho. Los flujos barotrópicos de marea son los que en primera instancia generan, a partir de su interacción con el umbral, los procesos ondulatorios internos pero estos últimos son a su vez controlados por los flujos forzados por las fluctuaciones de las variables meteorológicas, principalmente por las de presión atmosférica.

Conclusiones



Conclusiones

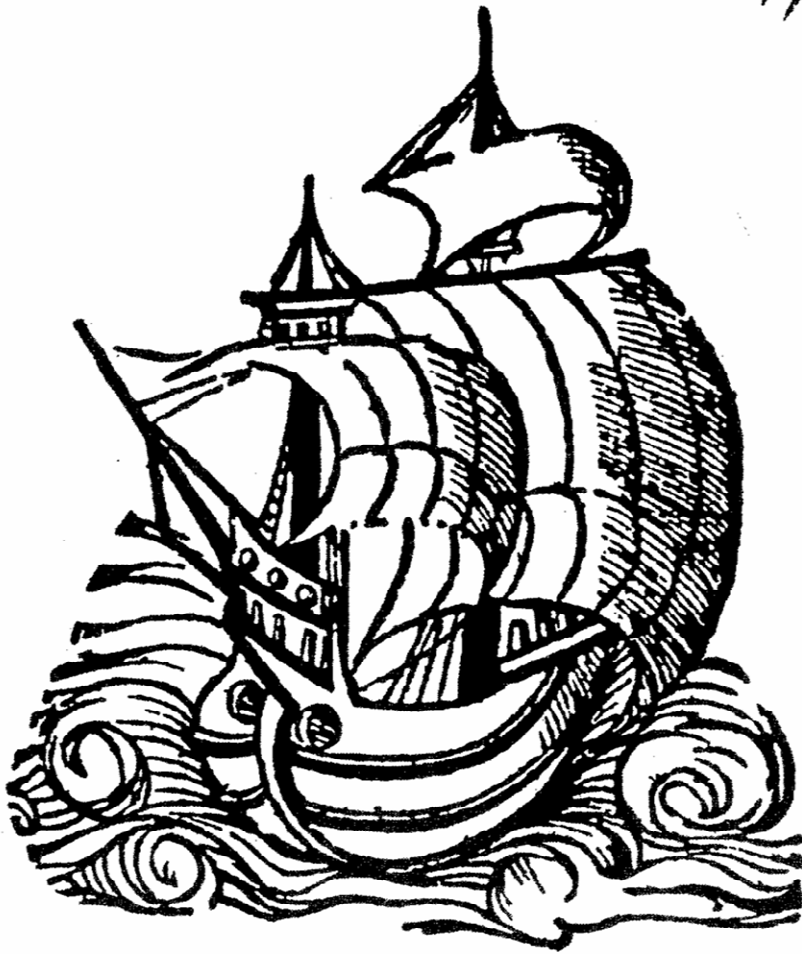
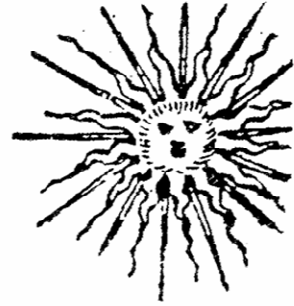
1. El análisis de imágenes SAR junto con el de secciones longitudinales al umbral de Camarinal de temperatura y velocidad, y el de series temporales de salinidad y perfiles de velocidad sobre la cumbre del mismo, han permitido clasificar las ondas internas allí generadas en dos tipos:
 - Tipo I: más energético, con grandes desplazamientos verticales de las isopícnas e intensas corrientes, u y w , asociadas. Estas ondas se generan durante las salientes más intensas, generalmente en periodos de mareas vivas, y permanecen arrestadas a sotavento del umbral por el flujo saliente durante al menos una hora.
 - Tipo II: menos energético, tienen lugar durante las salientes menos intensas, generalmente en periodos de mareas muertas, se caracterizan por tener menor amplitud de los desplazamientos verticales de las isopícnas y menores corrientes asociadas y no permanecen arrestadas por el flujo.
2. Gracias al estudio detallado de las ondas de Tipo I, se ha logrado concretar la velocidad con la que éstas se generan y se liberan, así como el tiempo que permanecen arrestadas a sotavento del umbral de Camarinal, pudiendo concluir que la generación ocurre antes de la máxima saliente, con valores de la componente u de velocidad acotados entre -1.5 y -1 m s^{-1} , mientras que la liberación tiene lugar después de la máxima saliente, con valores de la componente u de velocidad acotados entre -0.9 y -0.3 m s^{-1} . Por otra parte, el tiempo que la onda interna permanece arrestada está directamente relacionado con la intensidad de la máxima saliente durante la cual ha sido generada, de manera que cuanto más intensa es la saliente, más tiempo permanece el salto hidráulico arrestado.

3. La información que suministra la predicción de corrientes de marea en superficie (45 m) supone una buena referencia para pronosticar la generación de ondas internas de gran amplitud, no obstante, ésta debe ser complementada con observaciones de la presión atmosférica en el Mediterráneo occidental, las cuales modifican los flujos subinerciales y pueden activar, en mareas muertas, o inhibir, en mareas vivas, la generación de ondas internas en el umbral de Camarinal.
4. El modelo numérico de alta resolución, no lineal y no hidrostático desarrollado, reproduce con bastante fidelidad el proceso de generación del salto hidráulico al Oeste del umbral de Camarinal durante la saliente del flujo barotrópico y su desintegración en un paquete de ondas internas solitarias de gran amplitud que se propaga hacia el mar de Alborán encontrado en las observaciones. De igual manera, el modelo reproduce la generación de un salto hidráulico de menor amplitud al Este del umbral durante la entrante del flujo barotrópico y su propagación en forma de paquetes de ondas solitarias hacia el océano Atlántico. Además, el análisis conjunto de las observaciones registradas en el área del umbral de Camarinal y de los resultados procedentes del modelo numérico han revelado la existencia de un segundo sistema de ondas, cuya estructura vertical implica una contribución determinante del segundo modo baroclino. La velocidad de propagación de este segundo modo baroclino es bastante inferior a la del primer modo y consecuentemente este sistema de ondas queda arrestado por el flujo saliente por más tiempo que el paquete de ondas solitarias, el cual está dominado por el primer modo baroclino. Una vez que la intensidad del flujo barotrópico se reduce lo suficiente, este segundo sistema de ondas se libera propagándose con una celeridad menor que la del paquete de ondas solitarias que constituían el primer sistema de ondas, hacia el mar de Alborán.
5. Los sistemas de circulación acoplados a los desplazamientos de las isopícnas que caracterizan a ambos sistemas de ondas en su propagación hacia el Este revelados por las simulaciones numéricas, confirman que tales perturbaciones están de acuerdo con los patrones teóricos de circulación esperados para un primer y segundo modo baroclino de onda progresiva. El patrón de circulación asociado al

primer modo baroclino es claramente identificable en los patrones de circulación observados durante la propagación hacia el Este de las ondas internas.

6. Tanto en las simulaciones como en las observaciones, el proceso de generación y liberación de las ondas internas puede ser adecuadamente descrito mediante la evolución del número de Froude interno calculado a partir de perfiles de densidad continuos. El análisis del comportamiento de la solución no-lineal de primer orden indica que el cálculo de este número de Froude interno puede llevarse a cabo en el contexto de la teoría lineal y que no se obtiene una variación significativa en la caracterización de las condiciones de generación y liberación de las ondas internas si se utilizan números de Froude calculados a partir de las celeridades correspondientes a la solución no-lineal.
7. Los resultados del modelo de mezcla-advección revelan que los procesos de inestabilidad de Kelvin-Helmholtz ocurren generalmente asociados a la posición del salto hidráulico y otras perturbaciones internas, por lo que se puede deducir que una parte importante de los procesos de disipación y mezcla interfacial que ocurre entre el umbral de Camarinal y en el borde oriental del estrecho, están producidos de forma pulsante por la cizalla vertical adicional suministrada por los procesos ondulatorios internos de gran amplitud generados en el umbral de Camarinal y que se propagan hacia el Mediterráneo. Por otro lado, si se tiene en cuenta la dependencia que tiene la ocurrencia de los procesos de mezcla interfacial con la ocurrencia de estos procesos ondulatorios internos, las fluctuaciones de presión atmosférica en la región occidental del Mediterráneo deben de estar modulando en cierta medida los procesos de mezcla interfacial y las propiedades del flujo de agua Atlántica que entra en el mar de Alborán.

Summary



Summary of the doctoral thesis memory

INTERNAL WAVES IN THE STRAIT OF GIBRALTAR AND INDUCED MIXING PROCESSES

1. INTRODUCTION

The present research work has been developed within the framework of the Spanish research project “Gibraltar MIXing and its biological implications”, which is referred to by the acronym GIMIX. That project consisted of two complementary subprojects, the first, which focused on the physical mixing processes, is entitled “Internal waves in the Strait of Gibraltar: induced mixing phenomena” (REN-2001-2733-C02-01). The second focused on the biological aspects of mixing processes and is entitled “Biological effects of the mixing processes in the Strait of Gibraltar” (REN-2001-2733-C02-02). The work has been made possible under the support of a four year grant conceded by the Spanish Science and Education Ministry made to the Candidate within the framework of the first subproject. Thanks to the brief exchange program associated with this grant, part of the work has been developed in prestigious research centres as Naval Research Laboratory (NRL) of Stennis Space Center (NASA) in Louisiana (EEUU) under the supervision of Dr. Gallacher an The School of Earth, Ocean, and Environmental Science of the University of Plymouth (United Kingdom) under the supervision of Drs Stashchuk and Vlasenko.

2. OBJECTIVES

The general objective in the present doctoral thesis is:

The characterisation on the internal waves processes generated in the main sill of the Strait of Gibraltar (Camarinal sill) with especial emphasis on the study of the mixing processes induced by these internal waves.

This general objective may be divided into the following more specific objectives:

- Identification and description of the internal wave processes generated in Camarinal sill, putting special attention on those with more relevance in the production of interfacial mixing, assessing their occurrence periodicity and developing a forecast method for them.
- Implementation of a numerical model able to adequately simulate the internal wave processes generated in Camarinal sill and then to use it in order to analyse the different factors that are involved in the generation and propagation of such internal waves.
- To analyse the hydraulic conditions under which internal waves are generated in Camarinal sill and released out there.
- To study the mixing processes associated with the internal waves in the region of generation and during their propagation toward the Mediterranean sea.

3. STRUCTURE OF THE THESIS

The contents of the research work carried out is organised into seven chapters and one appendix.

Chapter 1 is an introduction in which a brief description of the morphology of the Strait of Gibraltar and main oceanographic features are given, with special emphasis on the revision of the existing knowledge about internal waves.

In chapter 2, all the information concerning the observations that will be analysed is presented. The design of the surveys for data acquisition, the data characteristics and the main goals of the surveys performed.

Chapter 3 is devoted to the presentation and discussion of the main results derived from the analysis of the observations on the characterisation and identification in both space and time dominion of the internal wave features.

Chapters 4 and 5 deal with the numerical model developed by Drs. Vlasenko and Stashchuk of the University of Plymouth, implemented in the Strait of Gibraltar during the candidate's brief stay there. Also, the attached results are shown and discussed here.

Chapter 4 is focused on the description of the internal wave features simulated with the model, as well as the influence of certain model parameters, such as bathymetry, width and intensity of the barotropic forcing on the resulting simulations.

On the other hand, in chapter 5 the multimodal structure of the internal waves is demonstrated in an analysis where comparisons with observations agree quite well. This chapter is written in English in order to meet the requirement for the European Doctorate. The issues treated here have been already published in *Geophysical Research Letters* in September 2006.

In chapter 6, an analytical interpretation of the generation mechanism for the observed internal waves is presented in terms of the characterization of hydraulic conditions using an internal Froude number defined in the context of a continuously stratified water column.

Chapter 7 is a presentation of an analysis based on a three-layer numerical model of the role of internal waves in defining the interfacial mixing processes occurring along the

Strait. The content presented is part of the interdisciplinary article submitted to the journal *Progress in Oceanography*.

After chapter 7, the main conclusions extracted from the analysis of the obtained results are presented. This section is followed by an appendix where a brief description of the fundamentals of the data analysis techniques used is presented. Finally, a list of the bibliographic references is provided.

4. MAIN RESULTS

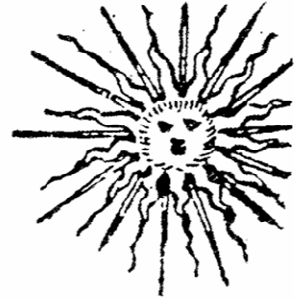
1. The analysis of the SAR images, the vertical sections of temperature and current velocity along the across-sill direction, and the analysis of the temporal series of salinity and current velocities over the sill have made it possible to classify the generated internal waves into two types:
 - Type I: A very energetic processes with large vertical isopycnal displacements and intense perturbations in the current velocity components. They are generated during the stronger flood tides with stronger outflow (toward Atlantic) velocities and stand arrested by this flow in the lee side of the sill for at least 1 hour.
 - Type II: It is a less energetic process; these waves take place during weaker flood tides and present a moderate vertical displacement and lesser intensity in the current velocity perturbations. They are generally produced during neap tides.
2. Through a detailed study on Type I internal wave events, it has been possible to determine the outflow velocities under which they are generated and released, as well as the time interval during which they stand arrested on the lee side of the sill. It may be concluded that generation takes place before the maximum outflow is reached when velocities are between -1.5 and -1 m s^{-1} . On the other hand, the releasing of the internal waves happens in the range of velocities between -0.9 and -0.2 m s^{-1} . Finally the time interval during which the internal structures stand

arrested holds a clear relationship with the maximum outflow velocity; the greater the maximum outflow velocity, the greater the arresting time interval.

3. The information supplied by the tidal current prediction at 45 m depth over the main sill is a good reference for doing the empirical forecast of the high amplitude internal waves generation. However, this prediction must be complemented by information about the atmospheric pressure field over the western Mediterranean, which causes subinertial fluctuations of the flow being able to (active)/(inhibit) the generation processes in (neap tides)/ (spring tides).
4. The high resolution non-linear and non-hydrostatic model implemented simulates with great reliability the internal wave generation processes at Camarinal sill. This includes the formation, during the outflow phase of the tidal current, of the hydraulic jump west of Camarinal sill and its subsequent disintegration into a high amplitude internal solitary wave package in its propagation toward the Mediterranean. The model also reproduces a smaller hydraulic jump formed east of the sill during the inflow phase of the tidal current and its subsequent propagation into a solitary internal wave package toward the Atlantic. Also, the joint analysis of the numerical simulations and the observations taken around Camarinal sill have revealed the existence of a second system of internal waves with a vertical structure, which implies a significant contribution of the second baroclinic mode. The celerity of this second system is clearly lesser than that of the first system and correspondingly, it stands arrested west of the sill during a greater time interval than does the first system, which is dominated by the first baroclinic mode. Once the outflow velocity is weak enough, this second system is released toward the Mediterranean as the first system did.
5. The simulated circulation cells, coupled with the isopycnic disturbances characterising both internal wave systems during their toward east propagation, are in good agreement with the expected theoretical circulation patterns for a first and second baroclinic modes. On the other hand, the circulation pattern associated with the first baroclinic mode has been clearly identified in the observations of internal waves during their eastward propagation.

6. In both, simulations and observations, the generation and releasing of the internal waves is adequately described by analysing the temporal evolution of the internal Froude number computed for a continuous density profile. On the other hand, the analysed behaviour of the non-linear first order solution indicates that this Froude number may be computed in the frame of the linear theory and any improvement is reached when non-linear celerity is computed, in the characterisation of the hydraulic conditions determining the generation and releasing of the internal waves.
7. The results obtained from the experiments with the mixing-advection three-layer model reveal that the Kelvin-Helmholtz instabilities occasioning interfacial mixing generally occur associated with the hydraulic jump location and other secondary internal perturbations. Therefore, it may be deduced that a significant part of the dissipation processes and mixing processes taking place along the Strait of Gibraltar are produced in an intermittent way by the vertical shear supplied by these internal wave processes during generation around Camarinal sill and during the subsequent propagation toward the Mediterranean. On the other hand, considering the dependence of the mixing processes on the internal wave generation, it can be inferred that the atmospheric pressure fluctuations in the western Mediterranean must be modulating to a certain extent the interfacial mixing processes in the Strait thus modifying the properties of the Atlantic layer entering the Alboran Sea.

Anexos



Fundamento de las técnicas de análisis

En estos anexos se muestra el fundamento de las principales técnicas de análisis empleadas a lo largo del desarrollo de la presente Tesis Doctoral. Una descripción detallada de las técnicas que aquí se presentan puede encontrarse por ejemplo en Emery y Thomson (1998). En primer lugar (Anexo I) se describirá la descomposición en Funciones Empíricas Ortogonales utilizada en el capítulo 5, en segundo lugar (Anexo II) se detallará la descomposición en Modos Dinámicos utilizada en el capítulo 6 y por último (Anexo III) se explicará brevemente el fundamento del análisis armónico, empleado en el capítulo 7.

ANEXO I**Descomposición en Funciones Empíricas Ortogonales**

La descomposición en Funciones Empíricas Ortogonales (FEO) ofrece una valiosa información sobre la correlación existente entre un número de series temporales simultáneas distribuidas espacialmente. Se trata de un método estadístico para repartir la varianza (energía) de dichas series temporales proporcionando información acerca de la variabilidad espacial de un fenómeno físico recogido en dichas series temporales. Es una técnica bastante aplicada en oceanografía, ya que es habitual trabajar con un gran conjunto de series temporales simultáneas de una o más variables pertenecientes a distintas estaciones.

Dado un conjunto de M series temporales simultáneas de una variable q localizadas en M puntos de un determinado dominio espacial, $q(x_m, t_n)$ con $m=1,2,3,...,M$ y $n=1,2,3,...,N$, realizar una FEO de estas series consiste en descomponerlas en un sistema ortogonal de funciones de la forma:

$$Q = V \times M \quad (\text{A-I.1})$$

donde:

$$Q = \begin{pmatrix} q(x_1, t_1) & q(x_1, t_2) & \dots & q(x_1, t_N) \\ q(x_2, t_1) & q(x_2, t_2) & \dots & q(x_2, t_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ q(x_M, t_1) & q(x_M, t_2) & \dots & q(x_M, t_N) \end{pmatrix} \quad (\text{A-I.2})$$

$$V = \begin{pmatrix} V_1(x_1) & V_1(x_2) & \dots & V_1(x_M) \\ V_2(x_1) & V_2(x_2) & \dots & V_2(x_M) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ V_M(x_1) & V_M(x_2) & \dots & V_M(x_M) \end{pmatrix} \quad (\text{A-I.3})$$

$$M = \begin{pmatrix} M_1(t_1) & M_1(t_2) & \dots & M_1(t_N) \\ M_2(t_1) & M_2(t_2) & \dots & M_2(t_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ M_M(t_1) & M_M(t_2) & \dots & M_M(t_N) \end{pmatrix} \quad (\text{A-I.4})$$

siendo $M_i(t_n)$ los pesos temporales de los $i=1,2,3,\dots,M$ modos en los que se descompone la señal total de las series y $V_i(x_m)$ los pesos espaciales correspondiente a cada uno de estos modos.

Encontrar estos pesos temporales y espaciales requiere solucionar un problema de autovalores y autovectores de la matriz de covarianza correspondiente a los diferentes cruces entre las series temporales. Para ello primero se recogen los datos en una matriz Q :

$$Q = \begin{pmatrix} q(x_1, t_1) & q(x_1, t_2) & q(x_1, t_3) \dots & q(x_1, t_N) \\ q(x_2, t_1) & q(x_2, t_2) & q(x_2, t_3) \dots & q(x_2, t_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ q(x_M, t_1) & q(x_M, t_2) & q(x_M, t_3) \dots & q(x_M, t_N) \end{pmatrix} \quad (\text{A-I.5})$$

y eliminamos el valor medio de cada serie temporal, $\bar{q}(x_m)$, obteniendo una matriz Q' de las desviaciones de los datos respecto a su media temporal:

$$Q'(x_m, t_n) = Q(x_m, t_n) - \bar{q}(x_m) \quad (\text{A-I.6})$$

A partir de la matriz Q' se construye la matriz de covarianza, C :

$$C = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \dots & C_{1M} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \dots & C_{2M} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ C_{M1} & C_{M2} & C_{M3} \dots & C_{MM} \end{pmatrix} \quad (\text{A-I.7})$$

en la que cada elemento representa la covarianza entre dos series simultáneas, en las posiciones x_i y x_j :

$$C_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N q'(x_i, t_n) q'(x_j, t_n) \quad (\text{A-I.8})$$

y su diagonal principal está constituida por la varianza de la variable en cada punto de estudio:

$$C_{ii} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N q'(x_i, t_n)^2 = \sigma_i^2 \quad (\text{A-I.9})$$

Diagonalizando la matriz C :

$$|C - \lambda I| = 0 \quad (\text{A-I.10})$$

donde I es la matriz unidad, se obtienen los M autovalores, λ_i , tal que:

$$\lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_M \quad (\text{A-I.11})$$

Estos autovalores de la matriz de covarianza representan la varianza de cada uno de los modos y los M autovectores asociados, V_m , se determinan resolviendo el sistema:

$$C \times V = \lambda \times V \quad (\text{A-I.12})$$

donde:

$$C = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & \dots & C_{1M} \\ C_{21} & C_{22} & \dots & C_{2M} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ C_{M1} & C_{M2} & \dots & C_{MM} \end{pmatrix} \quad (\text{A-I.13})$$

$$V = \begin{pmatrix} V_1(x_1) & V_1(x_2) & \dots & V_1(x_M) \\ V_2(x_1) & V_2(x_2) & \dots & V_2(x_M) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ V_M(x_1) & V_M(x_2) & \dots & V_M(x_M) \end{pmatrix} \quad (\text{A-I.14})$$

$$\lambda = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \lambda_2 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & \lambda_M \end{pmatrix} \quad (\text{A-I.15})$$

Los autovectores cumplen la condición de ortogonalidad:

$$\sum_{i=1}^M [V_i(x_m)V_j(x_m)] = \delta_{ij} \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases} \quad (\text{A-I.16})$$

por lo que los autovectores son conocidos como las funciones empíricas ortogonales o modos empíricos ortogonales. La inversa de la matriz de autovectores, por ser ortogonal, coincide con su transpuesta, por lo que una vez conocidos los autovectores, los pesos temporales se construyen como una combinación lineal de las series en análisis:

$$M = V \times Q \quad (\text{A-I.17})$$

$$M = \begin{pmatrix} M_1(t_1) & M_1(t_2) & \dots & M_1(t_N) \\ M_2(t_1) & M_2(t_2) & \dots & M_2(t_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ M_M(t_1) & M_M(t_2) & \dots & M_M(t_N) \end{pmatrix} \quad (\text{A-I.18})$$

$$V = \begin{pmatrix} V_1(x_1) & V_2(x_1) & \dots & V_M(x_1) \\ V_1(x_2) & V_2(x_2) & \dots & V_M(x_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ V_1(x_M) & V_2(x_M) & \dots & V_M(x_M) \end{pmatrix} \quad (\text{A-I.19})$$

$$Q = \begin{pmatrix} q(x_1, t_1) & q(x_1, t_2) & \dots & q(x_1, t_N) \\ q(x_2, t_1) & q(x_2, t_2) & \dots & q(x_2, t_N) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ q(x_M, t_1) & q(x_M, t_2) & \dots & q(x_M, t_N) \end{pmatrix} \quad (\text{A-I.20})$$

En términos de energía, esta técnica consigue, generalmente, que un alto porcentaje de la varianza total del conjunto de datos se encuentre recogida en los primeros modos, siendo prácticamente despreciable en los restantes. La fracción de varianza explicada por el modo i -ésimo, P_i , puede calcularse por:

$$P_i = \frac{\lambda_i}{\text{traza}[C]} \quad (\text{A-I.21})$$

donde:

$$\text{traza}[C] = \sum_{i=1}^M \sigma_i^2 = \sum_{i=1}^M \lambda_i \quad (\text{A-I.22})$$

Esto permite reconstruir la serie usando sólo los primeros modos, reflejando cómo se distribuye espacio - temporalmente la mayor energía de la variable medida y eliminando las señales ruidosas contenidas en el registro inicial.

ANEXO II

Descomposición en Modos Dinámicos

Partiremos del problema de Sturm-Liouville, dado por las expresiones (6.34) y (6.35) ya planteadas en el capítulo 6

$$\phi_{zz}^{(0,0)} - \left(\frac{\bar{p}_z}{U^2} + \frac{\bar{u}_{zz}}{U} \right) \phi^{(0,0)} = 0 \quad (\text{A-II.1})$$

$$\left. \begin{aligned} \phi^{(0,0)}(z=0) &= 0 \\ \phi^{(0,0)}(z=n\pi) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-II.2})$$

con $U = \bar{u}(z) - C_0$. Este problema, para el caso de un fondo plano, uniformidad de las variables del flujo en la horizontal y para un dominio ilimitado en la horizontal, tiene un conjunto de soluciones $\phi_n^{(0,0)}(z)$ (autovectores), cada una de ellas correspondiente a cada uno de los valores de celeridad C_{0n} (autovalores). Dichos autovectores son comúnmente llamados modos dinámicos verticales, y determinan la distribución vertical de la amplitud de las oscilaciones de los valores de la función de corriente, asociadas a las perturbaciones baroclinas. Estos modos verticales cumplen entre sí la siguiente condición de ortogonalidad

$$\int_0^D \phi_n^{(0,0)}(z) \phi_m^{(0,0)}(z) dz = \delta_{nm}; \quad \delta_{nm} = \begin{cases} 1, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases} \quad (\text{A-II.3})$$

donde δ_{nm} es delta Kronecker.

Cuando el estado básico del flujo, viene descrito por perfiles de densidad y velocidad arbitrarios, la ecuación A-II.1 debe resolverse por métodos numéricos. Para ello, la expresamos en la forma:

$$S(z)\phi_{zz}^{(0,0)} - P(z)\phi^{(0,0)} = C_0\phi^{(0,0)} \quad (\text{A-II.4})$$

con

$$S(z) = \frac{U^2}{\overline{uu}_{zz}}$$

$$P(z) = \left(\frac{\overline{\rho}_z}{\overline{u}_{zz}} + \overline{u} \right)$$

y se discretiza en el dominio dado por la coordenada vertical

$$z_j = (j-1)\Delta z \quad (\text{A-II.5})$$

que varía desde la superficie ($j=1$) hasta el fondo ($j=p$), siendo p el número de niveles de profundidad determinados por el intervalo de discretización Δz seleccionado. Utilizando el esquema en diferencias finitas dado por Marchuk y Kagan (1977), la ecuación (A-II.4) se transforma entonces en las siguientes

para el nivel $j=1$:

$$a_{1,1}\phi_1^{(0,0)} + a_{1,2}\phi_2^{(0,0)} = 0; \quad (\text{A-II.6})$$

$$a_{1,1} = P_1 - \frac{2S_1}{(\Delta z)^2}; \quad a_{2,2} = \frac{S_1}{(\Delta z)^2}$$

para los niveles $j=2, p-2$:

$$a_{j,j-1}\phi_{j-1}^{(0,0)} + a_{j,j}\phi_j^{(0,0)} + a_{j,j+1}\phi_{j+1}^{(0,0)} = 0; \quad (\text{A-II.7})$$

$$a_{j,j-1} = \frac{S_j}{(\Delta z)^2}; \quad a_{j,j} = P_j - \frac{2S_j}{(\Delta z)^2}; \quad a_{j,j+1} = \frac{S_j}{(\Delta z)^2}$$

para el nivel $j=p-1$:

$$a_{p-1,p-2}\phi_{p-2}^{(0,0)} + a_{p-1,p-1}\phi_{p-1}^{(0,0)} = 0; \quad (A-II.8)$$

$$a_{p-1,p-2} = \frac{2S_{p-1}}{(\Delta z)^2}; \quad a_{p-1,p-1} = P_{p-1} - \frac{2S_{p-1}}{(\Delta z)^2}$$

en donde el subíndice indica la coordenada vertical de acuerdo a la expresión (A-II.5) en la que se evalúa la variable y en las ecuaciones primera y última, se han aplicado las condiciones de contorno dadas por la expresión (A-II.2). El conjunto de ecuaciones (A-II.6)-(A-II.8) plantean un problema de autovalores y autovectores que expresado en forma matricial se escribe como:

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 & 0 & 0 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & 0 & 0 \\ 0 & a_{32} & a_{33} & a_{34} & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \alpha_{p-1,p-2} & \beta_{p-1,p-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^{(0,0)} \\ \phi_2^{(0,0)} \\ \phi_3^{(0,0)} \\ \dots \\ \phi_{p-1}^{(0,0)} \end{pmatrix} = C_0 \begin{pmatrix} \phi_1^{(0,0)} \\ \phi_2^{(0,0)} \\ \phi_3^{(0,0)} \\ \dots \\ \phi_{p-1}^{(0,0)} \end{pmatrix} \quad (A-II.9)$$

Resolviendo iterativamente el problema (A-II.9) se encuentran los autovalores C_{0n} y sus autofunciones, modos verticales, correspondientes $\phi_n^{(0,0)}$.

En el caso de que se desprecie la velocidad del estado básico, $\bar{u}(z)=0$, los coeficientes variables de la expresión (A-II.4), toman los valores $P(z)=0$ y $S(z)=C_0^3/\bar{\rho}_z$, procediéndose a partir de ese punto a la resolución numérica del problema en la forma ya explicada.

ANEXO III

Análisis Armónico

Uno de los más conocidos métodos de análisis de series temporales de niveles y corrientes usados en oceanografía cuando se requiere determinar las amplitudes de las constituyentes asociadas a frecuencias de origen astronómico, es el método de análisis armónico de ajuste por mínimos cuadrados (Godin, 1972). Esta técnica se ha aplicado sobre dos series temporales de variables escalares en el capítulo 7 por lo que en este apartado se revisará el método en cuanto a su aplicación al análisis de registros de una variable escalar.

El método se basa en suponer que una serie temporal puede ser descompuesta en suma de ondas, asociadas cada una de ellas a una frecuencia astronómica, dadas por los desarrollos del potencial de marea (Doodson, 1921; Cartwright y Tayler, 1971). De esta forma la serie $S(j\Delta t)$ muestreadas en un cierto intervalo de tiempo Δt con $j=-N$, N siendo $2N+1$ el número total de datos se puede ajustar a la serie continua $S(t)$ de la siguiente manera:

$$S(t) = S_0 + \sum_{i=1}^M a_i \cos(\omega_i t - \phi_i) \quad (\text{A-III.1})$$

donde S_0 es el valor medio de la serie, a_i y ϕ_i representan la amplitud y fase (relativa al instante central del registro) de las diferentes ondas componentes de marea de frecuencias ω_i conocidas y M es el número de componentes que serán incluidas en el ajuste.

Desde el punto de vista práctico, conviene expresar la ecuación (A-III.1) en la siguiente forma alternativa:

$$S(t) = S_0 + \sum_{i=1}^M (A_i \cos \omega_i t + B_i \sin \omega_i t) \quad (\text{A-III.2})$$

en donde:

$$a_i = \sqrt{A_i^2 + B_i^2} \quad (\text{A-III.3})$$

$$\phi_i = \arctag\left(\frac{B_i}{A_i}\right) \quad (\text{A-III.4})$$

y los coeficientes S_0 , A_i y B_i se determinan bajo la condición que haga mínima la expresión:

$$\mu^2 = \sum_{j=-N}^N [S(t) - S(j\Delta t)]^2 \quad (\text{A-III.5})$$

tomando como origen de tiempo el instante central del registro. La condición para que este error sea mínimo es:

$$\frac{\partial \mu^2}{\partial S_0} = \frac{\partial \mu^2}{\partial A_i} = \frac{\partial \mu^2}{\partial B_i} = 0 \quad (\text{A-III.6})$$

La aplicación de estas condiciones determina un sistema de ecuaciones de $2M+1$ ecuaciones y $2M+1$ incógnitas (S_0 , A_i y B_i) una vez resuelto el sistema y calculados estos coeficientes, las constantes armónicas de cada constituyente de marea respecto al instante central del registro (a_i y ϕ_i) se pueden determinar a partir de (A-III.3) y (A-III.4).

Referencias Bibliográficas

- Alpers W. y Laviolette. (1993), Tide-generated nonlinear internal wave packets in the Strait of Gibraltar observed by the synthetic aperture radar aboard the ERS-1 satellite. ESA, *Proceedings of 1st ERS-1 Symposium on Space at the Service of Our Environment*, 359, 753-758.
- Armi L. (1986), The hydraulics of two flowing layers with different densities. *Journal of Fluid Mechanics*, 163, 27-58.
- Armi L. y Farmer D. (1988), The flow of Mediterranean Water through the Strait of Gibraltar, *Progress in Oceanography*, 21, 1-105.
- Benney D. J. (1966), Long non-linear waves in fluid flows. *Journal of Math. Phys.*, 45, 52-63.
- Boyce F. M. (1975), Internal waves in the Strait of Gibraltar. *Deep-Sea Research.*, 22, 597-610.
- Brandt P., Alpers W. J. y Backhaus O. (1996), Study of the generation and propagation of internal waves in the Strait of Gibraltar using a numerical model and synthetic aperture radar images of the European ERS-1 satellite. *Journal of Geophysical Research*, 101 (C6), 14237-14252.
- Brandt P., Rubino A., Sein D.V., Baschek B., Izquierdo A. y Backhaus J. O. (2004), Sea level variations in the Western Mediterranean studied by a numerical tidal model of the strait of Gibraltar. *Journal of Physical Oceanography*, 34, 433-443.
- Bray N.A., Ochoa J. y Kinder T. H. (1995), The role of interface in exchange through the Strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research*, 100 (C6), 10755-10776.
- Bray N.A., Winant C.D., Kinder T.H. y Candela J. (1990), Generation and kinematics of the internal tide in the Strait of Gibraltar, en: *The Physical Oceanography of Sea Straits*, L. J. Pratt, Kluwer Acad., Norwell, Mass., 295-319.
- Bruno M., Alonso J.J., Cózar A., Vidal J., Ruiz-Cañavate A., Echevarría F. y Ruiz J. (2002), The boiling-water phenomena at Camarinal Sill, the Strait of Gibraltar. *Deep-Sea Research II*, 49, 4097-4113.

- Candela J. (1991), The Gibraltar Strait and its role in the dynamics of the Mediterranean Sea, *Dyn. Atmos. Oceans*, 15 (3-5), 267-299.
- Candela J., Winant C. y H.L. Bryden (1989), Meteorologically forced subinertial flows through the Strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research*, 94 (C9), 12667-12679.
- Candela J., Winant C. y Ruiz A. (1990), Tides in the Strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research*, 95 (C5), 7313-7335.
- Cartwright, D.E. y Tayler, R.J. (1971), New computations of the tide-generating potential. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 23, 45-74.
- Castro M.J., Macías J., Parés C., García-Rodríguez J.A., Vázquez-Cendón E. (2004), A two-layer finite volume model for flows through channels with irregular geometry: computation of maximal exchange solutions. Application to the Strait of Gibraltar. *Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 9, 241-249.
- Cavanie A.G. (1972), Observations de fronts internes dans le Detroit de Gibraltar pendant la campagne Océanographique OTAN 1970 et interpretation des résultats par un modèle mathématique. *Mémoires de la Societe des Sciences de Liège* 6, 27-41.
- Chant R.J. y Wilson R.E. (2000), Internal hydraulics and mixing in a highly stratified estuary. *Journal of Geophysical Research*, 105 (C6), 14215-14222.
- Cestino J. (2004), El Estrecho. *Treinta siglos de historia en Gibraltar, Tánger, Tarifa, Ceuta y Algeciras*. Arguval ed., Málaga, 349 pp.
- Crepon M. (1965), Influence de la pression atmospherique sur le niveau moyen de la mediterranee occidentale et sur le flux a travers le detroit de Gibraltar. *Cahiers Oceanographiques* 1 (7), 15-32.
- Deacon M.B. (1985), An early theory of ocean circulation: J. S. von Waitz and his explanation of the currents in the Strait of Gibraltar. *Progress in Oceanography*, 14, 89-101.
- Deacon M.B. (1971), *Scientist and the Sea: A Study of Marine Science, 1650-1900*. Academic Press, London, 445 pp.
- Doodson, A.T. (1921), Harmonic development of the tide generating potential. *Proceedings of the Royal Society of London*, A100, 305-329.
- Doronin Y.P. (1981), *The Ocean-Atmosphere Interaction*, 288pp. Gidrometeoizdat, Leningrad (en ruso).

- Echevarría F., García-Lafuente J., Bruno M., Gorsky G., Goutx M., González N., García C.M., Gómez F., Vargas J.M., Picheral M., Striby L., Varela M., Alonso J.J., Reul A., Cózar A., Prieto L., Sarhan T., Plaza F. y Jiménez-Gómez F. (2002), Physical-biological coupling in the Strait of Gibraltar. *Deep-Sea Research II*, 49 (19), 4115-4130.
- Emery W.J. y Thomson R.E. (1998), *Data analysis methods in physical Oceanography*. Primera edición, Pergamon Press. Oxford. 634 pp.
- Eriksen C.C. (1998), Internal wave reflection and mixing at Fieberling Guyot. *Journal of Geophysical Research*, 103 (C2), 2977-2994.
- Farmer D. y Armi L. (1988), The flow of Atlantic Water through the Strait of Gibraltar. *Progress in Oceanography*, 21, 1-105.
- Farmer D.M. y Smith J.D. (1980), Tidal interaction of stratified flow with a sill in Knight Inlet. *Deep- Sea Research*, 27 A, 219-254.
- Frassetto R. (1964), Short period vertical displacements of the upper layer of the Strait of gibraltar. *Saclantcen Technical Report*, 30, Saclant Asw Research Centre, La Spezia (Italy).
- García Lafuente J.M. (1986), *Variabilidad del nivel del mar en el Estrecho de Gibraltar: marea y oscilaciones residuales*. Tesis Doctoral, Universidad de Málaga, 154 pp.
- García Lafuente J.M., de Castillejos F. y García M.J. (1987), Resultados de la red mareográfica en el Estrecho de Gibraltar, *Rev. Geofís.*, 43, 37-56.
- García-Lafuente J., Delgado J., Vargas J.M., Vargas M., Plaza F. y Sarham T. (2002), Low-frequency variability of the exchanged flows through the Strait of Gibraltar during CANIGO. *Deep-Sea Research II*, 49, 4051-4067.
- García-Lafuente J., Vargas J.M., Plaza F., Sarham T., Candela J. y Bascheck B. (2000), Tide at the Eastern section of the Strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research*, 105 (C6), 14197-14213.
- Garrett C., Akerly J. y Thompsom K. (1989), Low-frequency fluctuations in the Strait of Gibraltar from MEDALPEX sea level data. *Journal of Physical Oceanography*, 19 (11), 1682-1696.
- Gascard J.C. y Richez C. (1985), Water masses and circulation in the Western Alboran Sea and in the Straits of Gibraltar. *Progress in Oceanography*, 15, 157-216.
- Gerkema T. (1994), *Nonlinear dispersive internal tides: generation models for a rotating ocean*. PhD Thesis, Universiteit Utrecht, 149 pp.

- Gerkema T. (1996), A unified model for the generation and fission of internal tides in a rotating ocean. *Journal of Marine Research*, 54 (3), 421-450.
- Godin G. (1972), *The analysis of tides*. University of Toronto Press, Toronto, 264 pp.
- Gómez F., Echevarría F., García C.M. Prieto L., Ruiz J., Reul A. Jiménez-Gómez F. y Varela M. (2000a), Microplankton distribution in the strait of Gibraltar: coupling between organism and hydrodynamics structures. *Journal of Plankton Research* 22, (C4), 603-617.
- Gómez F., González N., Echevarría F. y García C.M. (2000b), Distributions and fluxes of dissolved nutrients in the strait of Gibraltar and its relationship to microphytoplankton biomass. *Estuarine, Coast and Shelf Science*, 51, 439-449.
- Gómez F., Gorsky G., Striby L., Vargas J.M., González N., Picheral M., Garcia-Lafuente J., Varela M. y Goutx M. (2001), Small-scale temporal variations in biogeochemical features in the strait of Gibraltar Mediterranean side. The role of NACW and the interface oscillations. *Journal of Marine Systems*, 30, 207-220.
- González M., García M.A., Espino M. y Sánchez-Arcilla A. (1995), Un modelo numérico en elementos finitos para la corriente inducida por la marea. Aplicaciones al Estrecho de Gibraltar. *Revista Internacional de Métodos Numéricos Para Cálculo y Diseño en Ingeniería*, 11 (3), 383-400.
- Granata T., Wigger J. y Dickey T., (1995), Trapped, near-inertial waves and enhanced chlorophyll distributions. *Journal of Geophysical Research*, 100 (C10), 20793-10804.
- Helfrich K.R. y Pineda J. (2003), Accumulation of particles in propagating fronts. *Limnology and Oceanography*, 48 (4), 1509-1520.
- Hibiya T. (1986), Generation mechanism of internal waves by tidal flow over a sill. *Journal of Geophysical Research*, 91 (C6), 7697-7780.
- Izquierdo A. (1999), *Simulación de las mareas barotrópicas y del balance energético de mareas en el estrecho de Gibraltar con el uso de un modelo numérico en coordenadas curvilíneas*. Tesis Doctoral, Universidad de Cádiz, 91 pp.
- Izquierdo A., Tejedor L., Sein D.V., Backhaus J.O., Brandt P., Rubino A. y Kagan B.A. (2001), Control variability and internal bore evolution in the Strait of Gibraltar: a 2-D two-layer model study. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 53, 637-651.

- Jacobsen J.P. y Thomsen H. (1934), Periodical variations in temperature and salinity in the Strait of Gibraltar. *James Johnstone Memorial*, 275-293, University Press.
- Kinder T.H. y Parrilla G. (1987), Yes, some of the Mediterranean outflow does come from great depth. *Journal of Geophysical Research*, 92, 2901-2906.
- Kundu P. K., Allen J. S. y Smith R. L. (1975), Modal decomposition of the velocity field near the Oregon coast. *Journal of Physical Oceanography*, 5, 638-704.
- Kundu P.K. (1990), Fluid Mechanics. Academic Press. New York, 658pp.
- La Violette P.E. y Lacombe H. (1988), Tidal-induced pulses in the flow through the Strait of Gibraltar. *Oceanológica Acta*, SP9, 13-27.
- Lacombe H. y Tchernia P. (1960), Quelques traits généraux de l'hydrologie Méditerranéenne. *Cahiers Océanographiques*, 12 (8), 527-547.
- Lacombe H. (1961), Contribution à l'étude du détroit de Gibraltar. I, Etude dynamique. *Cahiers Océanographiques*, 2, 73-107.
- Lacombe H., Tchernia P., Richez C. y Gamberoni L. (1964), Deuxième contribution à l'étude du détroit de Gibraltar. *Cahiers Océanographiques*, 4, 283-314.
- Lacombe H. y Richez C. (1982), The regime of the Strait of Gibraltar, en: *Hydrodynamics of Semi-enclosed Seas*, J. C. J. Nihoul, Elsevier Oceanogr. Ser., 34, 13-73.
- Lacombe H. y Richez C. (1984) Hydrography and currents in the Strait of Gibraltar. Sea. Straits Research Atlas SSR-3, National Ocean Research and Development Activity, NSTL, Mississippi, 39529.
- Lamb K.G. (1997), Particle transport by nonbreaking, solitary internal waves. *Journal of Geophysical Research*, 102 (C8), 18641-18660.
- Le Provost C., Lyard F., Molines J.M., Genco M.L., y Rabilloud F. (1998), A hydrodynamic ocean tide model improved by assimilating a satellite altimeter-derived data set, *Journal of Geophysical Research*, 103, 5513-5529.
- Lee C.Y. y Beardsley R.C. (1974), The generation of long nonlinear internal waves in a weakly stratified shear flow. *Journal of Geophysical Research*, 79 (3), 453-462.
- Leichter J.L., Shellenbarger G., Genovese S.J. y Wing S.R. (1998), Breaking internal waves on a Florida (USA) coral reef: a plankton pump at work? *Marine Ecology Progress Series*, 166, 83-97.
- Lennert -Cody C.E. y Franks P.J.S. (1999), Plankton patchiness in high-frequency internal waves. *Marine Ecology Progress Series*, 186, 59-66.

- Liu A.K., Holbrook J.R. y Apel J.R. (1985), Nonlinear internal wave evolution in the Sulu Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 15, 1613-1624.
- Longo A., Manzo M., Pierini S. (1992), A model for the generation of non-linear internal tides in the Strait of Gibraltar. *Oceanológica Acta*, 15, 233-243.
- Macías D., García C. M., Echevarría F., Vázquez A. y Bruno M. (2006), Tidal induced variability of mixing processes on Camarinal Sill (Strait of Gibraltar): A pulsating event. *Journal of Marine System*, 60, 177-192.
- Macías D.M (2006), *Efectos biológicos de la mezcla interfacial y de los procesos hidrodinámicos mesoescalares en el estrecho de Gibraltar*. Tesis Doctoral, Universidad de Cádiz, 293pp.
- Mañanes R. (1996), *Interacción no lineal entre los flujos subinerciales y mareales asociados al régimen barotrópico en el Estrecho de Gibraltar*. Tesis Doctoral, Universidad de Cádiz, 122 pp.
- Mañanes R., Bruno M., Alonso J., Fraguera B. y Tejedor L. (1998a), Non-linear interaction between tidal and subinertial barotropic flows in the Strait of Gibraltar. *Oceanológica Acta*, 21, 1, 33-46.
- Mañanes R., Bruno M. e Izquierdo, A. (1998b) estudio comparativo de las predicciones armónicas de las corrientes de marea en el umbral principal del estrecho de Gibraltar. *Informe Técnico de la Universidad de Cádiz*.
- Marchuk G.I. (1980), *Methods of Numerical Mathematics*, Springer-Verlag, New York, 510 pp.
- Marchuk, G. I., B. A. Kagan (1977) Ocean tides, Gidrometeoizdat, Leningrad, 295 pp. (en ruso), también en Pergamon Press, Oxford (1984).
- Marsigli, L.F. (1681) Osservazioni intorno al Bosforo Tracio. Nicolo Angelo Tinassi, Roma. Traducido por E. Hudson, en: *Oceanography: Concepts and History*, M. B. Deacon ed., Dowden, Hutchinson and Ross, Stroudsburg, Pennsylvania, 33-44.
- Miles J.M. (1961), On the stability of heterogeneous shear flows. *Journal of Fluid Mechanisc*, 10, 496-508.
- Minas H.J., Coste B., Le Corre P., Minas, M. y Raimbault P. (1991), Biological and biochemical signatures associated with the water circulation through the strait of Gibraltar and the western Alboran Sea. *Journal of Geophysical Research*, 96 (C5), 8755-8771.

- Miropol'sky Y.Z. (2001), *Dynamics of internal gravity waves in the ocean*. Kluwer Academic Publishers, 406pp.
- Morozov E.G., Trulsen K., Velarde M. y Vlasenko, V. (2002), Internal tides in the Strait of Gibraltar. *Journal of Physical Oceanography*, 32, 3193-3206.
- Nagasawa M., Yoshihiro N. y Toshiyuki H. (2000), Spatial and temporal distribution of the wind-induced internal wave energy available for deep water mixing in the North Pacific. *Journal of Geophysical Research*, 105 (C6), 13933-13943.
- Nielsen J.N. (1912), Hydrography of the mediterranean and adjacent waters. *Report of the Danish oceanographical expedition 1908-1910*, 1, 72-191.
- Pacanowski R.C. y Philander S.G.H. (1981), Parameterization of Vertical Mixing in Numerical Models of Tropical Oceans. *Journal of Physical Oceanography*, 11, 1443-1451.
- Parrilla G., Kinder T.H. and Preller R. H. (1986), Deep and Intermediate Mediterranean Water in the western Alboran Sea. *Deep-Sea Res.*, 33, 55-88.
- Parrilla G., Neuer S., Le Traon P.-Y. y Fernández E. (2002), Topical Studies in Oceanography: Canary Islands Azores Gibraltar Observations (CANIGO). Vol. 2: studies of the Azores and Gibraltar regions. *Deep-Sea Research II*, 3951-3955.
- Peltier W.R. y Caulfield C.P. (2003), Mixing efficiency in stratified shear flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 35, 135-167.
- Peregrine D.H. (1966), Calculations of the development of an undular bore. *Journal of Fluid Mechanisc*, 25, 321.
- Pettigrew N.R. y Hyde R.A. (1990), The structure of the internal bore in the Strait of Gibraltar and its influence on the Atlantic inflow, en: *The Physical Oceanography of Sea Straits*, L. J. Pratt, Kluwer Acad., Norwell, Mass., 493-508.
- Pettigrew N.R. y Needell G.L. (1989) Flow structure and variability in the Tarifa narrows section of the Strait of Gibraltar, en: *Seminario sobre la oceanografía física del estrecho de Gibraltar*, SECEG, Madrid, pp. 207-229.
- Pistek P. y La Violette P.E (1999), Observation of the suppression of tide-generated nonlinear internal wave packets in the Strait of Gibraltar. *Journal of Marine System*, 20, 113-128.
- Rahmstorf, S. (1997), Risk of sea-change in the Atlantic, *Nature*, 388, 825-826.
- Reid J.L. (1979), On the contribution of the Mediterranean Sea outflow to the Norwegian-Greenland Sea. *Deep-Sea Research*, 26, 93-159.

- Reul A., Vargas J.M., Jiménez-Gómez F., Echevarría F., García-Lafuente J. y Rodríguez J. (2002), Exchange of planktonic biomass through the Strait of Gibraltar in late summer conditions. *Deep-Sea Research II*, 49, 4131-4144.
- Richez C. (1994), Airborne synthetic aperture radar tracking of internal waves in the Strait of Gibraltar. *Progress in Oceanography*, 33, 93-159.
- Richtmyer R.D. y Morton K.W. (1967), *Difference methods for initial-value problems*, 2nd edition, Interscience Publishers, New York, 405 pp.
- Rippeth T.P. y Inall M.E. (2002), Observations of the internal tide and associated mixing across the Malin Shelf. *Journal of Geophysical Research*, 107 (C4), 1-15.
- Ruiz-Cañavate A. (1994), *Flujos barotrópicos de marea en el Estrecho de Gibraltar*. Tesis Doctoral, Universidad de Cádiz, 123 pp.
- Ruiz-Cañavate A. y Rico J. (1996), Hourly oceanographic and acoustic variations in the Strait of Gibraltar and multibeam echosounder technology. *International Hydrographic Review LXXIII* (2), 109-119.
- Sánchez P. y Pascual J.R. (1989), Primeras experiencias en la modelación del Estrecho de Gibraltar, en: *Seminario sobre la Oceanografía Física del Estrecho de Gibraltar*, J. L. Almazán et al., Madrid, 251-282.
- Sannino G., Bargagli A. y Artale V. (2002), Numerical modeling of the mean exchange through the strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research*, 107 (C8), 9-1-9-24.
- Sannino G., Bargagli A. y Artale V. (2004), Numerical modelling of the semidiurnal tidal exchange through the strait of Gibraltar. *Journal of geophysical research*, 109 (C05011), 1-23.
- Sein D.V., Backhaus J.O., Brandt P., Izquierdo A., Kagan B.A., Rubino A. y Tejedor L. (1998), Flow exchange and tidally induced dynamics in the Strait of Gibraltar as derived from a two-layer, boundary-fitted coordinated model, en *Oceanic Fronts and Related Phenomena (Konstantin Fedorov Memorial Symposium)*.
- Send U. y Baschek B. (2001), Intensive shipboard observations of the flow through the Strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research*, 106 (C12), 31.017-13.032.
- Sharples J., Moore C.M. y Abraham E. R. (2001), Internal tide dissipation, mixing and vertical nitrate flux at the shelf edge of NE New Zealand. *Journal of Geophysical Research*, 106 (C7), 14069-14081.

- Smolarkiewicz P.K. y Margolin L.G. (1998), MPDATA: a finite-difference solver for geophysical flows. *Journal of Computational Physics*, 140, 459-480.
- Sverdrup H.U., Johnson M.W. y Fleming R.H. (1942), *The Oceans: Their physics, chemistry and general Biology*. Pentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1087 pp.
- Tejedor L., Izquierdo A., Sein D.V. y Kagan B.A. (1998), Tides and tidal energetics of the Strait of Gibraltar: a modelling approach, *Tectonophysics*, 294, 333-347.
- Tejedor L., Izquierdo A., Kagan B. A. y Sein D. V. (1999), Simulation of the semidiurnal tides in the Strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research*, 104 (C6), 13541-13557.
- Thorpe S.A. y Jiang R. (1998), Estimating internal wave and diapycnal mixing from conventional mooring data in a lake. *Limnology and Oceanography*, 43 (5), 936-945.
- Tsimplis M.N. (2000), Vertical structure of tidal currents over the Camarinal Sill at the Strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research*, 105 (C8), 19709-19728.
- Tsimplis M.N. y Bryden H. (2000), Estimation of the transports through the Strait of Gibraltar. *Deep Sea Research I*, 47, 12, 2219-2242. C1 Pag 14.
- Vargas J.M., García-Lafuente J., Candela J., Sánchez A.J. (2006), Fortnightly and monthly variability of the exchange through the Strait of Gibraltar. *Progress in Oceanography*, 70, 466-485.
- Vargas M. (1998), Generación de ondas internas de marea en el sector Noroccidental del Mar de Alborán e influencia de la variabilidad a distintas escalas espacio-temporales sobre las condiciones de generación. Tesis Doctoral, Universidad de Málaga, 220 pp.
- Vázquez A., Macías D., Bruno M., García C.M., Izquierdo A., Echevarría F., Vidal J.M., Navarro G., Sánchez A. J., Gamundi C., Rico J. (2004), Informe técnico de campañas pilotos Gimix. *Informe técnico del Instituto Hidrográfico de la Armada*, 86 pp.
- Vázquez A., Stashchuk N., Vlasenko V., Bruno M., Izquierdo A. and Gallacher P. C. (2006), Evidence of multimodal structure of the baroclinic tide in the Strait of Gibraltar. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 33, No. 17, L17605, 10.1029/2006GL026806
- Vlasenko V., N. Stashchuk, and K. Hutter (2005), Baroclinic Tides, Cambridge University Press, New York. 351 pp.
- Wang D.P. (1989), Model of mean and tidal flows in the Strait of Gibraltar. *Deep-Sea Research*, 36, 1535-1548.
- Watson G. (1989), *Internal waves in the Strait of Gibraltar: A study using radar imagery*. PhD Thesis, University of Southampton, 162 pp.

- Watson G. (1994), Internal tides in a stratified shear flow. *Journal of Physical Oceanography*, 20, 374-395.
- Watson G. y Robinson I.H. (1990), A study of internal wave propagation in the Strait of Gibraltar using shore-based radar images. *Journal of Physical Oceanography*, 20, 374-395.
- Watson G. y Robinson I.S. (1991), A numerical model of internal wave refraction in the Strait of Gibraltar. *Journal of Physical Oceanography*, 21, 185-204.
- Wesson J.C. y Gregg M.C. (1988), Turbulent dissipation in the Strait of Gibraltar and associated mixing: small-scale turbulence and mixing in the ocean, en *Proceedings of the 19th International Liege Colloquium on Ocean Hydrodynamics*. Elsevier, New York, 201-212 pp.
- Wesson J.C. y Gregg M.C. (1994), Mixing at Camarinal sill in the Strait of Gibraltar. *Journal of Geophysical Research*, 99 (C5), 9847-9878.
- Winters K.B. and Seim H. (2000), The role of dissipation and mixing in exchange flow through a contracting channel. *Journal of Fluid Mechanics*, 407, 265-290.
- Witman J.I., Leichter J.J., Genovese S.J. y Brooks D.A. (1993), Pulsed phytoplankton supply to the rocky subtidal zone: influence of internal waves. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 90, 1686-1690.
- Ziegenbein J. (1969), Short internal waves in the Strait of Gibraltar. *Deep-Sea Research*, 16, 479-487.
- Ziegenbein J. (1970), Spatial observations of short internal waves in the Strait of Gibraltar. *Deep-Sea Research*, 17, 867-875.

